

ISSN 0023-4206

Том 62, Номер 5

Сентябрь–Октябрь



КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ



НАУКА

— 1727 —

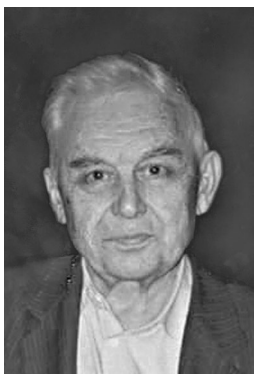
СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 5, 2024

Научное наследие академика РАН Тимура Магометовича Энеева К 100-летию со дня рождения <i>Ю. Ф. Голубев</i>	391
Моделирование комбинированных наблюдений глобальных навигационных спутниковых систем <i>П. Р. Запевалин</i>	403
Особенности расширения струй электроракетного двигателя на низкой околоземной орбите <i>Е. М. Твердохлебова, А. Г. Корсун</i>	418
Особенности инфракрасных спектров оливинов, содержащих изотопологи воды <i>С. А. Воропаев, В. С. Федулов, Н. В. Душенко, Я. Джианго, М. Я. Маров</i>	428
Метод построения низкоэнергетических траекторий выведения космического аппарата на орбиты искусственного спутника Луны <i>С. А. Бобер, С. А. Аксенов</i>	444
Анализ коррекции траектории выведения космического аппарата на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны с помощью двухимпульсного перехода <i>Е. С. Гордиенко, В. В. Ивашкин</i>	456
Сравнение возможностей электромагнитной и маховичной систем ориентации сверхмалой космической солнечной обсерватории <i>Д. С. Ролдугин, С. С. Ткачев, С. А. Богачев, С. В. Кузин</i>	471
Монте-Карло исследование средних спектров мощности гамма-всплесков <i>В. М. Лозников</i>	482
Методика построения управления космическими аппаратами с использованием методов обучения с подкреплением <i>М. Г. Широбоков</i>	498
Воздействие взрыва сверхновой на ионосферу Земли по данным СДВ-радиопросвечивания и магнитометров <i>С. А. Рябова, В. А. Пилипенко, Г. М. Коркина, М. С. Соловьева, Ю. В. Поклад</i>	516
Лабораторные испытания селективного лазерного сплавления имитаторов лунного реголита с различными гранулометрическими свойствами <i>Т. М. Томилина, А. А. Ким, Д. И. Лисов, А. М. Лысенко</i>	525
Изучение свойств образцов из имитатора лунного реголита, полученных методом селективного лазерного сплавления <i>А. А. Ким, А. М. Лысенко, Т. М. Томилина</i>	542
Управление ориентацией геостационарных спутников связи «Ямал-201» и «Ямал-202» по сигналам бортового ретрансляционного комплекса <i>Ю. Р. Банит, Д. Н. Севастьянов, М. Ю. Беляев</i>	552

НАУЧНОЕ НАСЛЕДИЕ АКАДЕМИКА РАН ТИМУРА МАГОМЕТОВИЧА ЭНЕЕВА

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ



23-го сентября 2024 г. исполняется 100 лет со дня рождения академика РАН Тимура Магометовича Энеева (1924–2019) — выдающегося советского и российского механика и математика. Ему принадлежат основополагающие научные исследования в области динамики космического полета, фундаментальные труды по теории движения ракет, астрономике, прикладной небесной механике, астрофизике и космогонии, разработке математических методов для анализа генетического кода в биологии. Будучи неизменным сотрудником отдела «Механика космического полета и управление движением» Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Т.М. Энеев выполнял пионерские работы по теоретическому обоснованию возможности полетов первых искусственных спутников Земли и советских космических аппаратов к Луне, Венере и Марсу и их баллистико-навигационному обеспечению. Исследования Т.М. Энеева были связаны с проблемами оптимального

управления движением ракет и космических аппаратов, с проблемами астрофизики, космогонии и биоматематики. Его научные достижения заложили прочный фундамент для успешного развития отечественной астродинамики, науки о происхождении планетных систем и галактических аномалий, структуре генетического кода. Созданные им совместно с Д.Е. Охочимским фундаментальные результаты в теории оптимального управления послужили прочной основой для обеспечения устойчивой работы прямых методов оптимизации.

Начало творческой деятельности Т.М. Энеева пришлось на 40-е годы XX в. В то время работы по созданию ракетной техники велись как в Германии, так и в СССР, в США и в других технически развитых странах. Однако группа германских ученых во главе с конструктором Вернером фон Брауном, членом НСДАП с 1937 г., активно использовавшая наработки американского физика-ракетчика Роберта Годдарда, заняли в этом деле лидирующие позиции. Германия вместе с Японией была в начале сороковых годов в состоянии войны с СССР, Великобританией и США. В результате деятельности группы фон Брауна она получила на вооружение крылатую ракету ФАУ-1, впервые запущенную в 1944 г. в сторону Лондона, а затем и баллистическую ракету ФАУ-2, совершившую впервые в мире в 1944 г. суборбитальный полет на высоте 188 км. Начиная с 1944 г., эти ракеты регулярно бомбили Лондон, нанося ему значительный ущерб. Дальнейшее интенсивное развитие новой ракетной техники тормозилось необходимостью исследования совершенно новых задач оптимального управления

движением. Для решения таких задач в то время не хватало теоретической базы.

Параллельно в Германии и США велись интенсивные работы по созданию атомной бомбы. В этой гонке не на жизнь, а на смерть, ученые США во главе Робертом Оппенгеймером вырвались на лидирующие позиции. После полной и безоговорочной капитуляции Германии в мае 1945 г. война с Японией формально еще продолжалась. Чтобы завершить войну с Японией и отомстить за поражение в гавани Перл-Харбор, американцы сбросили на японские города Хиросиму и Нагасаки в августе 1945 г. атомные бомбы, продемонстрировав миру, что США единственная страна, обладающая новым сверхмощным супероружием. В СССР во время войны не было достаточных ресурсов для интенсивной разработки атомной бомбы, хотя соответствующие теоретические исследования неспешно проводились. В стране, как и во всем мире, в условиях войны интенсивно развивалась авиация. Однако был все же сохранен определенный задел в ракетостроении, основанный на работах Группы

изучения реактивного движения (ГИРД), в результате развития которого были созданы знаменитые минометы «Катюша». Для безопасности страны требовалось в кратчайшие сроки в условиях послевоенной разрухи создать необходимые средства противодействия возможной военной агрессии со стороны США. Т.М. Энеев занял достойное место в плеяде выдающихся советских ученых, обеспечивших создание ракетно-ядерного щита СССР. Его творческий путь был тесно связан с неотложными научными проблемами, от решения которых зависела судьба страны.

Учеба и работа в МИАН им. В.А. Стеклова

Тимур Магометович Энеев родился 23 сентября 1924 года в городе Грозный. Еще в школе Тимур, познакомившись с работами К.Э. Циолковского, увлекся астрономией, идеей полета в космос. После начала Великой Отечественной войны, семью отправили в эвакуацию в Астрахань. Тимур пошел работать на военный завод. Там, в результате несчастного случая на производстве, Тимур потерял правую руку. Однако он не сдался и, несмотря на то, что теперь ему надо было начинать все сначала, вернулся к полноценной жизни.

В 1941 г., после начала Великой Отечественной войны, механико-математический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова временно закрыли. Полноценные занятия в Университете возобновились в Москве весной 1943 г. Тогда же в первом наборе после эвакуации Т.М. Энеев и поступил на механико-математический факультет МГУ. В те годы на механико-математическом факультете профессор Аркадий Александрович Космодемьянский читал спецкурс и вел семинар «Динамика точки переменной массы». В 1941 г. он выполнил ряд блестящих научных работ, связанных с теорией движения пороховых ракет, которая была успешно применена при создании снарядов знаменитых «Катюш». А.А. Космодемьянский преподавал с большой увлеченностью и энтузиазмом. Это привлекало студентов. Занятия были почти целиком посвящены полетам в космос. Космические полеты тогда, после войны, казались очень далекой перспективой, и лишь некоторые ученые в СССР мечтали о них и вели теоретические исследования в этом направлении. Тимур увлекся вопросами оптимизации движения ракет. Он стал участвовать в работе семинара Космодемьянского и познакомился там с будущим академиком РАН Д.Е. Охоцимским, с которым работал и дружил впоследствии всю жизнь. Энеев выбрал А.А. Космодемьянского

своим научным руководителем, и, уже будучи студентом 3 курса, выполнил свою первую серьезную научную работу по выбору оптимального управления дальней ракетой, летящей в плоскопараллельном поле силы тяжести. Соответствующая статья была опубликована в закрытом журнале Комитета по организации работ в области реактивной ракетной техники при Совете Министров СССР.

В 1948 г. Тимур Магометович окончил МГУ по специальности «механика», защитил дипломную работу на тему «Программное управление ракеты в атмосфере» и поступил в аспирантуру Научно-исследовательского института механики МГУ, где его научным руководителем стал академик М.В. Келдыш. В это же время Т.М. Энеев был принят на работу научным сотрудником-совместителем в МИАН в отдел М.В. Келдыша. В 1946 г. М.В. Келдыша подключили к разработке теории атомного вооружения и созданию средств его доставки. Прекрасно выполненные студенческие работы Т.М. Энеева очень подходили к данной проблематике.

Будучи аспирантом, он вместе с Всеволодом Александровичем Егоровым в 1950 г. организовал в дополнение к семинару А.А. Космодемьянского на Мехмате МГУ студенческий кружок по космонавтике, который позднее стал факультетским спецсеминаром под руководством В.А. Егорова.

В 1949 г. в 170 км от Семипалатинска физики-ядерщики успешно испытали первую в СССР атомную бомбу РДС-1. Строго говоря, это было ядерно-взрывное устройство, ядерный заряд, но скорое появление полноценной атомной бомбы в СССР было уже вполне реальным. Надо было срочно позаботиться о средствах его доставки. По поручению М.В. Келдыша Д.Е. Охоцимским в отделе механики МИАН была организована группа ученых, состоявшая из участников семинара А.А. Космодемьянского — энтузиастов ракетного движения — Т.М. Энеева, С.С. Камынина, В.А. Егорова, В.А. Сарычева. Группа вплотную занялась теоретическими и прикладными исследованиями динамики и оптимизации полета составных крылатых ракет, вопросами управления, идентификации траекторий полета, теплозащиты и оптимальной компоновки.

В аспирантуре Т.М. Энеев продолжил тему своих первых работ и развил их для случая центрального поля тяготения. В 1951 г., после окончания аспирантуры Т.М. Энеев был принят на постоянную работу младшим научным сотрудником в Отдел механики МИАН СССР, где в

группе Д.Е. Охотимского он продолжил заниматься задачами, связанными с разработкой крылатых и баллистических ракет. В 1952 г. Тимур Магометович защитил кандидатскую диссертацию по физико-математическим наукам на тему «Оптимальная программа полета баллистической ракеты». В этот период ему вместе с Д.Е. Охотимским удалось на основе формализма множителей Лагранжа получить регулярный метод вычисления первой вариации функционала для вырожденных и невырожденных задач оптимального управления, на многие годы превосхитивший появление знаменитого принципа максимума Л.С. Понтрягина.

Расчеты показали, что дальность полета крылатых ракет недостаточна для обеспечения глобальной обороны страны. Нужны были баллистические ракеты с радиусом действия не менее

8000 км. В ОКБ-1, которым руководил С.П. Королев, рассматривались разные компоновки таких ракет. С.П. Королев обратился к М.В. Келдышу с просьбой найти наилучшую конструкцию. Группа Д.Е. Охотимского начала с анализа пакета жесткосоединенных одинаковых ракет с переливом или без перелива топлива в центральную ракету, предложенного М.К. Тихонравовым. Михаил Клавдиевич был большим энтузиастом полетов в космос. Он ранее активно работал в ГИРД, участвовал в разработке «Катюш», был одним из создателей первых в СССР жидкостных ракетных двигателей. В то время он работал заместителем начальника НИИ-4 при Министерстве вооруженных сил СССР, который с 1946 г. занимался научно-исследовательскими и экспериментальными работами по проблемам реактивного вооружения. После тщательного

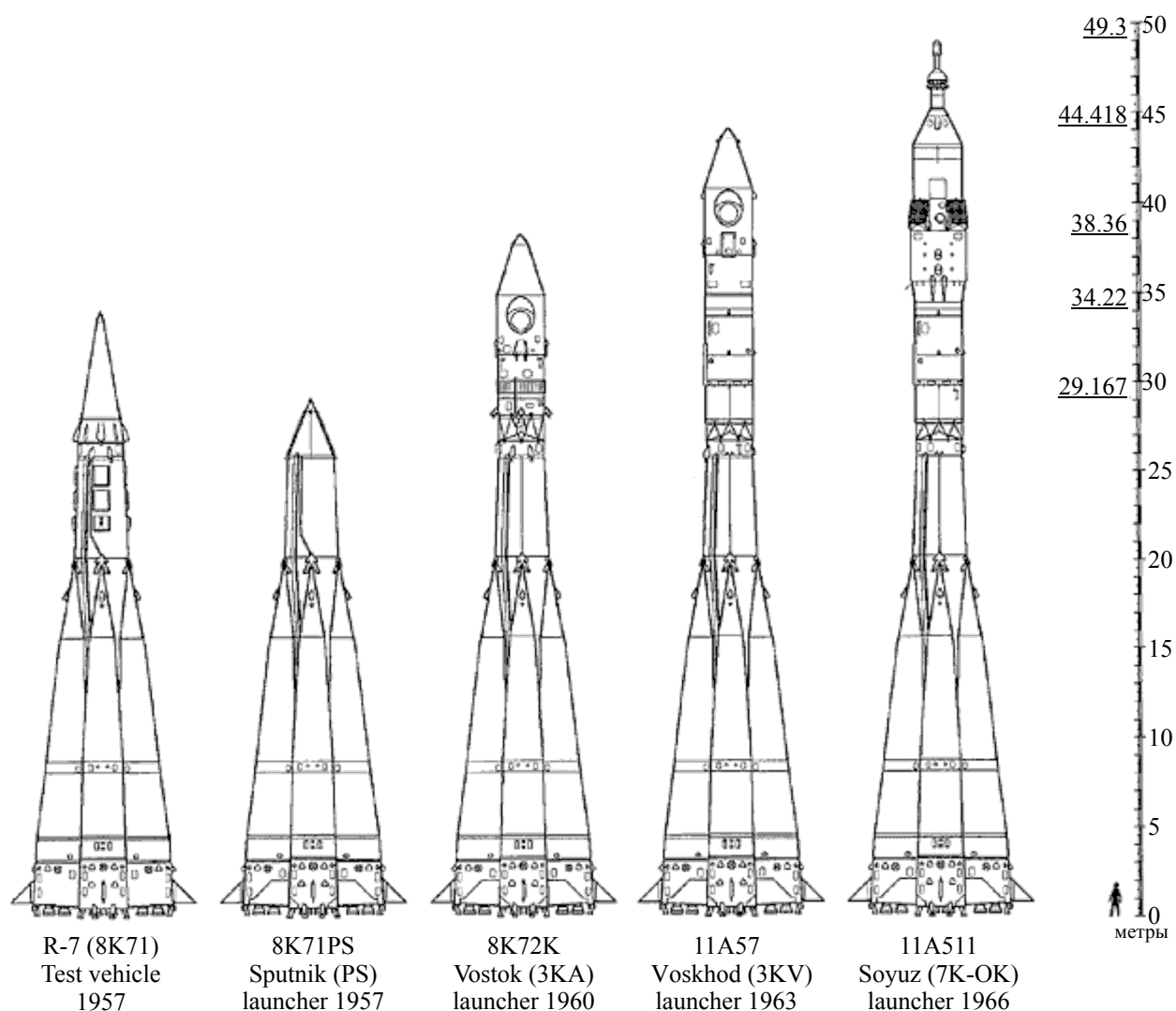


Рис. 1. Советские космические корабли на основе ракеты Р-7.

изучения различных вариантов компоновки пакета ракет группой Охочимского, куда входил Т.М. Энеев, была предложена и рассчитана другая схема — с боковыми ракетами меньших размеров и меньшего запаса топлива. Именно эту схему Королев и его сотрудники сочли наиболее перспективной и на ее в основе была создана известная ракета Р-7, которая показала свою высокую надежность. Впоследствии различные ее модификации широко применялись не только для обороны страны, но и для первых полетов в космос (рис. 1).

В то время электронно-вычислительная техника еще только зарождалась. Первый опытный образец ЭВМ был разработан под руководством Сергея Алексеевича Лебедева в 1948 г. Это была малая электронно-счетная машина, она занимала площадь 60 м² и обладала быстродействием 50 оп/с. Затем Башир Искандарович Рамеев в 1951 г. предложил разработанную им и его сотрудниками машину М-1. Она была поменьше, выполняла 20 оп/с и занимала площадь 22 м². Наконец, в 1953 г. под руководством Юрия Яковлевича Базилевского была создана ЭВМ «Стрела», которая стала в СССР первой серийной вычислительной машиной. Она занимала площадь 300 м², выполняла 2000 оп/с, имела 2048 ячеек памяти по 43 бита на электронно-лучевых трубках. Первая машина «Стрела-1» была поставлена в Отделение прикладной математики (ОПМ) МИАН СССР в 1953 г., а «Стрела-7» была поставлена в НИИ-4 только в 1956 г. Заметим, что по состоянию на 1953 г. вычислительная техника в СССР и США была приблизительно на одном уровне. Таким образом, в начале 40-х годов XX в. еще не было ЭВМ, и все необходимые научные расчеты выполнялись вручную на арифмометрах «Мерседес».

Космические полеты

В 1953 г. с целью увеличения объема теоретических исследований по ракетно-ядерной тематике решением Правительства СССР, как отдельный институт, было создано Отделение прикладной математики МИАН СССР. Его возглавил академик М.В. Келдыш. Новый Институт объединил выдающихся советских ученых в области математической физики и прикладной математики — А.Н. Тихонова, Я.Б. Зельдовича, И.М. Гельфанда, А.А. Самарского, С.В. Яблонского и К.И. Бабенко. Их коллегами были А.Н. Мямлин — один из создателей ЭВМ «Стрела-1» и М.Р. Шура-Бура — один из авторов первого советского учебника по программированию. Группа Охочимского перешла в ОПМ в

составе: Т.М. Энеев, В.А. Егоров, В.А. Сарычев и образовала знаменитый отдел № 5. Впоследствии Д.Е. Охочимским были приглашены на работу В.В. Белецкий, А.К. Платонов, М.Л. Лидов, Р.К. Казакова и Э.Л. Аким. Вместе с сотрудниками, перешедшими из МИАН, они составили научную основу коллектива. Попастъ в отдел на работу можно было только после очень строгого отбора, учитывавшего мнения всех сотрудников отдела. Т.М. Энееву была предложена должность старшего научного сотрудника, и он продолжил работать в тесном контакте с Д.Е. Охочимским. По мере растущего объема работ увеличивалась численность отдела № 5, именовавшегося «Механика космического полета и управление движением». Тимур Магометович вскоре был переведен на должность заведующего сектором. В его секторе в разное время работали В.В. Белецкий, В.А. Егоров, Г.Б. Ефимов, Н.Н. Козлов, Р.З. Ахметшин, С.И. Ипатов. Вместе с другими сотрудниками Т.М. Энеев продолжил работу по выбору оптимальных конструктивных схем составных ракет с межконтинентальной дальностью полета, расчетам траекторий и определению фактических параметров полета посредством обработки траекторных измерений с наземных измерительных пунктов. Одновременно Т.М. Энеев и Д.Е. Охочимский на перспективу занимались также анализом оптимальных траекторий выведения первого искусственного спутника Земли (ИСЗ). Применение самой мощной в СССР по тем временам ЭВМ позволило существенно расширить круг решаемых задач.

Постановление Правительства СССР о разработке двухступенчатой межконтинентальной ракеты Р-7 вышло 20 мая 1954 г. После создания баллистической ракеты запуск первого ИСЗ становился вполне реализуемым. М.В. Келдыш, С.П. Королев и М.К. Тихонравов с энтузиазмом продвигали эту идею, несмотря на недопонимание, а иногда и открытое противодействие со стороны представителей военно-промышленного комплекса СССР. В нем господствовало мнение, что практической пользы от искусственных спутников Земли не будет. Королев направил 26 мая 1954 г. министру оборонной промышленности Д.Ф. Устинову докладную записку о возможности и целесообразности вывода ИСЗ на орбиту на базе ракеты Р-7. М.В. Келдыш и М.К. Тихонравов подготовили научно-техническое обоснование по этому вопросу. Ранее, в середине февраля 1954 г., Мстислав Всеволодович провел в ОПМ историческое совещание, посвященное запуску первого искусственного спутника Земли и его оснащению научной аппаратурой.

На совещание были приглашены С.П. Королев, П.Л. Капица и некоторые другие заинтересованные ведущие ученые страны. На нем присутствовали также молодые специалисты института Д.Е. Охоцимский, Т.М. Энеев, В.А. Егоров, В.А. Сарычев. Из НИИ-4 пригласили М.К. Тихонравова, Г.Ю. Максимова и И.М. Яцунского. Обсуждались вопросы, связанные с постановкой научных экспериментов в космосе и проблемой стабилизации спутника в связи с его конструктивными особенностями.

20 ноября 1954 г. эскизный проект первого ИСЗ был одобрен Советом министров СССР. К этому времени сложность оптимального управления ракетой при выведении ИСЗ на орбиту уже была преодолена. Д.Е. Охоцимский и Т.М. Энеев разработали уникальную методику расчета оптимального управления составной ракетой в неоднородной атмосфере с учетом неоднородности поля тяготения Земли. Им удалось это сделать с помощью ранее предложенного ими нового мощного регулярного метода оптимизации, основанного на обобщении метода множителей Лагранжа. Метод Охоцимского – Энеева направлен на вычисление первой вариации функционала и потому имеет заметные численные преимущества, как основа для построения прямых методов оптимизации, по сравнению с принципом максимума Понтрягина. Полученные в этой работе формулы для расчета управления широко применяются в теории и практике современного ракетостроения.

Тогда же Тимур Магометович совместно с Д.Е. Охоцимским и Г.П. Таратыновой выполнил

расчет времени существования ИСЗ на орбите с учетом действия на него сопротивления атмосферы Земли. Решение этой задачи пытались аналитически найти многие исследователи в предположении экспоненциальной зависимости плотности атмосферы от высоты. Но на самом деле эта зависимость является куда более сложной. Энеевым, Охоцимским и Таратыновой решение было представлено в виде диаграммы (рис. 2), где по оси абсцисс откладывается апогей, по оси ординат — перигей орбиты спутника, а параметр v пропорционален числу витков орбиты. Зная коэффициент пропорциональности, можно быстро узнать время существования спутника. Диаграмма оказалась очень ценной для проектных расчетов.

Первый в мире искусственный спутник Земли был выведен на орбиту 4 октября 1957 г. ракетой-носителем Р-7. Запуск первого ИСЗ вызвал бурную реакцию во всем мире. Конечно, было большое число желающих наблюдать за ним. Для этого нужны были хотя бы грубые, но быстрые целеуказания. Однако выяснилось, что, основываясь на существующих методах расчета и имеющихся измерениях радиолокационных станций СССР, надежно определить орбиту и сделать прогноз движения спутника, не получится. Тогда решили объединить данные наблюдений астрономов-любителей со всего мира, обработкой информации занимался НИИ-4. ЭВМ «Стрела-7» появилась в НИИ-4 только за год до события, на ее освоение нужно было время. Соответствующие численные методы еще предстояло разработать. Поэтому обработку стекавшейся

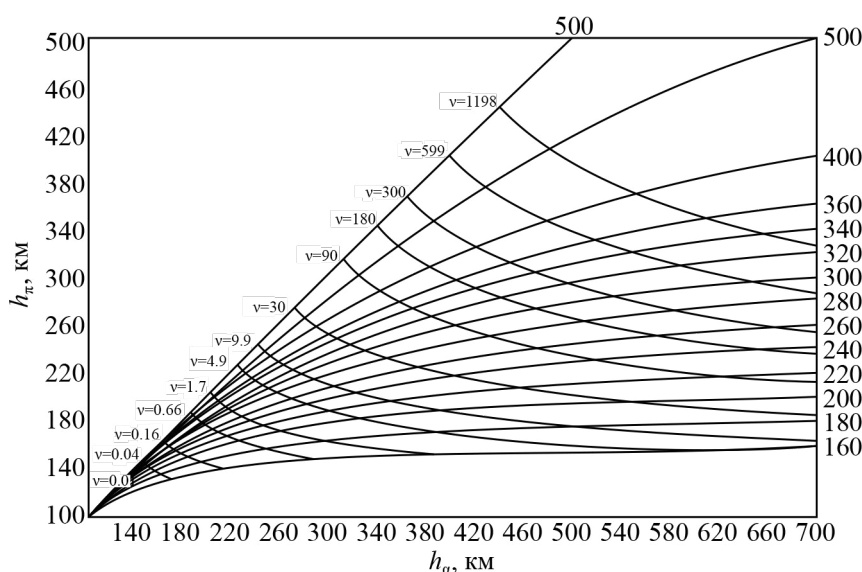


Рис. 2. К определению времени существования спутника.

информации производили с помощью подручных средств и предложенного П.Е. Элясбергом остроумного метода. Интерес к наблюдению за *Спутником-1* был настолько огромен, а всяческих измерений так много, что команда П.Е. Элясберга с трудом справлялась с объемом ручных вычислений. Видя это, М.В. Келдыш предложил Д.Е. Охотимскому автоматизировать обработку траекторных измерений спутника с помощью ЭВМ «Стрела-1». Тогда никто не знал, как это сделать. Дмитрий Евгеньевич сформировал для реализации этой объемной задачи усиленную группу в составе Т.М. Энеева, А.К. Платонова, Р.К. Казаковой, Э.Л. Акима. Идейным руководителем работ был Т.М. Энеев. Он предложил изящный, оригинальный и эффективный метод адаптации принципа Гаусса максимального правдоподобия к современным радиолокационным измерительным средствам. В связи с огромными по объему массивами измеренных разнородных величин и большим числом определяемых параметров орбиты, разработчики встретились с немалыми трудностями, связанными с организацией вычислений. Преодолевая эти проблемы, они существенно развили методы применения ЭВМ для обработки больших массивов данных, которые тогда во всем мире были еще в зачаточном состоянии.

Успешный запуск первого спутника доказал надежность ракеты-носителя. На государственном уровне была признана необходимость создания долгосрочной космической программы СССР, работу над теоретической проблематикой возглавил М.В. Келдыш. Сотрудники Д.Е. Охотимского готовили баллистико-навигационное обоснование программы и вместе с НИИ-4 выполняли баллистико-навигационное сопровождение полетов, анализировали ближайшие и отдаленные перспективы космических полетов. Требовалось выяснить, как можно для этого использовать уже имеющиеся технические средства. В частности, возможно ли осуществить полеты к Венере или Марсу с территории СССР с помощью трехступенчатой ракеты «Восток» с приемлемым полезным грузом. Д.Е. Охотимский, Т.М. Энеев и В.Г. Ершов рассмотрели большое число вариантов прямого запуска ракеты с территории страны и установили, что все они не годятся из-за малой допустимой полезной нагрузки. Тогда Тимур Магометович сделал неожиданное революционное предложение — не осуществлять прямой запуск с Земли, а сначала вывести аппарат на промежуточную орбиту ИСЗ, и уже с нее начинать требуемый космический полет. Это был знаменитый вариант

«Звездочка», который теперь повсеместно применяют как российские, так и зарубежные конструкторы. Расчеты показали, что этот вариант запуска увеличивает возможную массу полезной нагрузки на 500 кг и решает проблему дальних космических полетов. Для осуществления варианта «Звездочка» необходимо было лишь добавить четвертую ступень ракеты, выводящей аппарат на предварительную орбиту ИСЗ.

Таким образом, было доказано, что уже существующая ракета «Восток» подходит для полетов в дальний космос. В 1959 г. Т.М. Энееву по совокупности работ была присуждена ученая степень доктора физико-математических наук. В качестве оппонента выступил С.П. Королев.

После первых удачных полетов советских космических аппаратов (КА) запуск космонавта на околоземную орбиту представлялся вполне реализуемым. Проблема состояла в том, чтобы космонавт безопасно вернулся на Землю. На участке спуска с орбиты могли возникать большие перегрузки. За бортом космического аппарата температура достигала нескольких тысяч градусов Цельсия. Необходима была надежная теплозащита. Короткая траектория спуска грозила космонавту гибелью от перегрузки, длинная — тем, что тепловая волна может его сжечь. Т.М. Энеев и его коллеги сделали подробные расчеты и так и нашли семейство траекторий, обеспечивавших безопасный спуск в атмосфере, а также доказали возможность применения для этой цели теплозащиты для крылатых ракет. Дорога для человека в космос была открыта. Полет Ю.А. Гагарина, состоявшийся 12 апреля 1961 г., прошел благополучно. Американцы также разрабатывали проект запуска человека в космос с безопасным возвращением на Землю, но, потеряв первенство в этом вопросе, сконцентрировались на проблеме полета экипажа космонавтов на Луну. В мае 1961 г. президент США Джон Кеннеди объявил о начале грандиозной американской лунной программы. Для возможности реализации этого космического проекта необходимо было иметь достоверную математическую модель поля тяготения Луны.

В СССР была в 1961 г. утверждена аналогичная Лунная программа. Основная сложность для отечественной лунной программы состояла в том, что в Советском Союзе на тот момент не было сверхтяжелой ракеты-носителя для вывода корабля на нужную орбиту. Ее должны были разработать либо в ОКБ-52, которое возглавлял В.Н. Челомей, на базе создававшейся там перспективной мощной ракеты «Протон», либо в

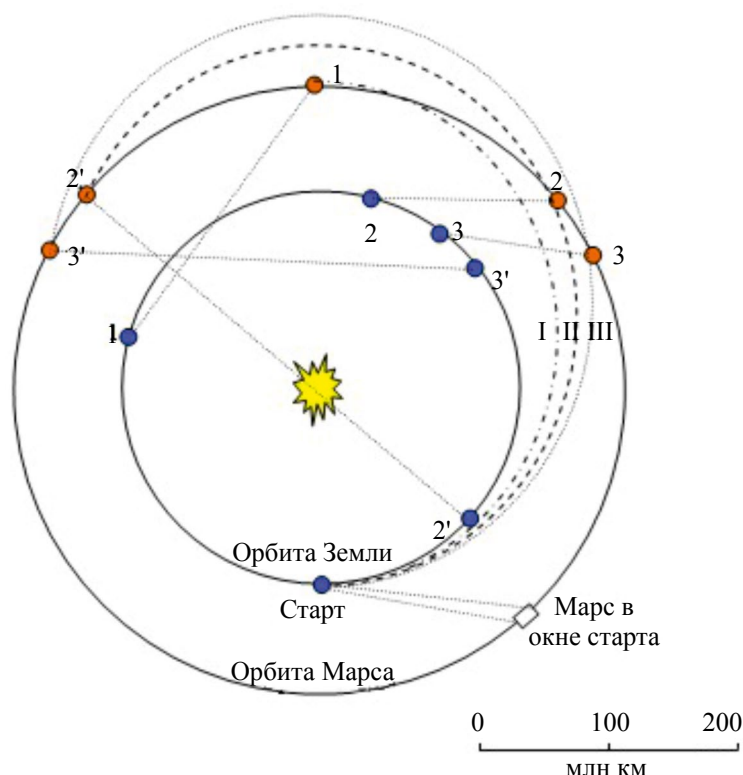


Рис. 3. Схема полёта межпланетной станции «Марс-1».

ОКБ-1, где под руководством С.П. Королева готовили к старту тяжёлую ракету Н-1 с тридцатью торцевыми двигателями.

В то же время, страна реализовывала другие космические проекты. В 1962 г. при помощи ракеты-носителя «Молния» семейства Р-7 была запущена межпланетная станция «Марс-1» (рис. 3). Все сотрудники отдела Охотимского, включая Т.М. Энеева и Э.Л. Акима, занимались баллистико-навигационным сопровождением полёта. Это была настолько трудоёмкая, авральная работа, что тогда впервые задумались о создании высокоавтоматизированного баллистического центра Института. И здесь не обошлось без участия Т.М. Энеева, как научного лидера группы обработки траекторных измерений.

Для реализации Советской лунной программы нам, как и американцам, была нужна очень точная математическая модель гравитационного поля Луны. Чтобы ее создать, нужно было сначала осуществить облет Луны, что и предусматривалось отечественной Лунной программой. Межпланетная станция «Луна-9» была запущена 31 января 1966 г. и спустя несколько дней осуществила первую автоматическую посадку на Луну. На Землю были переданы три круговые

панорамы ее поверхности (рис. 4). Этот проект выявил много новых задач, которые потребовали основательного численного анализа. Отдел Охотимского как всегда блестяще справился с работой. И, 3 апреля 1966 г. на окололунную орбиту впервые в мире вышла автоматическая станция «Луна-10». До этого ни нам, ни американцам не удавалось создать спутник Луны. Предшествующие аппараты падали на Луну, т.к. неоднородности поля тяготения Луны были недостаточно изучены. Вывод станции на определенную окололунную орбиту был важнейшим элементом как отечественной, так и американской лунной экспедиции. Только с орбиты спутника Луны можно было обеспечить безопасное возвращение экипажа на Землю. Американские ученые предложили приближенную аппроксимацию поля тяготения так называемыми масконами (концентрациями массы). Она требовала учета огромного числа масконов, была локальной и не очень надежной. В отделе Охотимского при активном участии Т.М. Энеева, Э.Л. Акима и сотрудников смежных организаций был проведен анализ большого числа полетов и разработана наиболее точная на тот момент модель поля тяготения Луны. Естественно, возник вопрос целесообразности ее обнаружения в условиях



Рис. 4. Схема автоматической посадки на Луну.

лунной гонки. М.В. Келдыш посчитал, что научный приоритет может быть важнее, и настоял на скорейшей публикации. Успешный запуск первого искусственного спутника Луны был огромным достижением отечественной космодинамики. Появление в советской открытой печати статьи об уточненной модели поля тяготения Луны значительно способствовало осуществлению американского проекта «Аполлон».

В 1966 г. ОПМ получило статус самостоятельного научного учреждения и было переименовано в Институт прикладной математики Академии Наук СССР (сегодня Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН.)

В 1968 г. был запущен «Зонд-5», ставший вторым космическим аппаратом совершившим полет вокруг Луны, и первым, благополучно вернувшимся на Землю (рис. 5). Одна из целей полета состояла в том, чтобы проверить методы управления КА при входе аппарата в атмосферу со стороны Южного полюса. На «Зонде-5» космонавтов представляли две черепахи, которые успешно выдержали испытания.

Полеты к Венере космических аппаратов «Венера-4» — «Венера-16» принесли много уникальной научной информации о строении этой загадочной планеты. Теоретическим обоснованием полетов послужили исследования, выполненные ранее Т.М. Энеевым и его коллегами.

Большое значение имеют также работы Тимура Магомедовича, посвященные полетам космических аппаратов с двигателями малой тяги к малым планетам Солнечной системы с целью получения образцов реликтового вещества.

Электрореактивные двигатели (ЭРД) малой тяги, плазменные и ионные, со скоростью истечения реактивной струи, превосходящей химические двигатели, считаются более экономичными для дальних полетов в космосе. В исследованиях по их разработке принимали участие Т.М. Энеев, В.В. Белецкий, В.А. Егоров, Г.Б. Ефимов, Р.З. Ахметшин. Уравнения движения КА с малой тягой нелинейные. Для построения траектории перелета необходимо найти решение краевой задачи при осложняющем условии, что начальная планета и планета назначения движутся по своим орбитам, а на траекторию влияют практически все планеты Солнечной системы. При расчетах возникали многочисленные так называемые «овражные» эффекты, причем необходимые для решения численные методы были не очень развиты. Мощность ЭВМ «Стрела-1», бывшей тогда в распоряжении разработчиков, была недостаточной. Для того чтобы задача стала регулярной и доступной для массовых расчетов, Т.М. Энеев предложил линеаризовать уравнения движения относительно кеплеровой траектории перелета от Земли к планете с требуемыми датами старта и прилета («транспортирующей траектории»). Линейные уравнения движения для отклонений реальной траектории полета от указанной кеплеровой имеют аналитические решения. Поэтому оказалось возможным поставить расчет требуемых траекторий «на поток», что и проделали В.В. Белецкий и В.А. Егоров, рассчитав великое множество траекторий перелетов космических аппаратов с ЭРД к разным малым планетам.

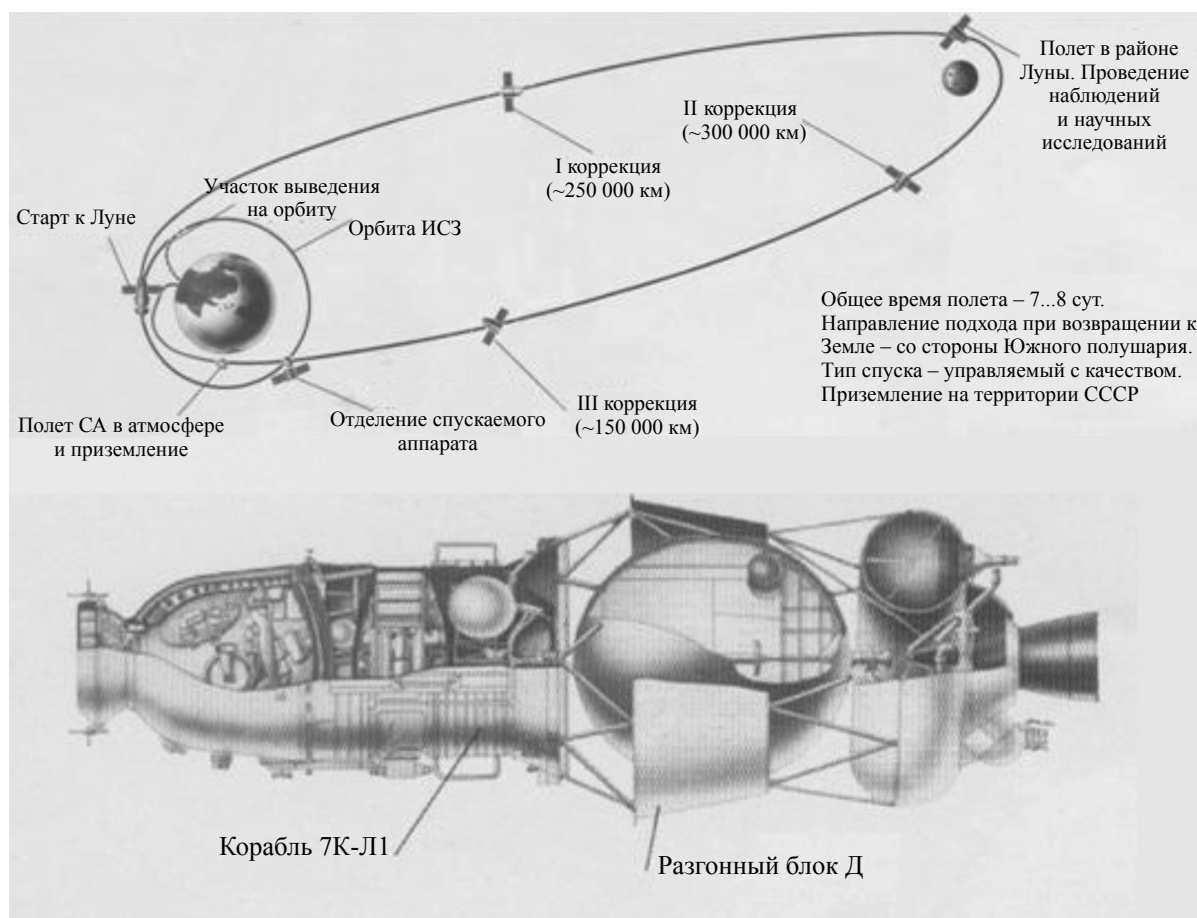


Рис. 5. Схема полёта космического корабля «Зонд-5».

Структурное моделирование

Анализ влияния аномалий поля тяготения Луны на космические аппараты посредством добавления большого числа «масконов» привел к появлению совершенно нового направления в науке. Т.М. Энееву и Н.Н. Козлову удалось создать совершенно уникальный эффективный численный метод структурного моделирования больших дискретных систем в механике и его реализацию на многопроцессорных вычислительных системах. С помощью этого метода авторам удалось объяснить образование крупномасштабных структур во Вселенной. Например, когда массивное тело летит мимо облака частиц в форме диска, возникают спиральные и другие структуры (галактики).

Оказалось возможным также промоделировать процесс формирования планет в Солнечной системе, который рассматривался как эволюция облака постепенно слипающихся частиц, вращающихся вокруг гравитирующего центра. Удалось воспроизвести не только соотношение

масс и радиусов планет Солнечной системы, но и направление вращения планет вокруг их осей, а также закон Тициуса – Боде (начиная с Меркурия каждая следующая планета располагается примерно вдвое дальше от Солнца, чем предыдущая). Кроме того, была построена модель миграции малых тел из отдаленных районов Солнечной системы в окрестность Земли (из пояса астероидов между орбитами Марса и Юпитера).

Исследования проводились с помощью графического дисплея ЭВМ SDS-910, созданного американской компанией Scientific Data Systems. Машину купили для ИПМ на компьютерной выставке. По политическим мотивам программное обеспечение машины владельцы удалили. Разработку необходимого программного продукта взяли на себя специалисты отдела М.Р. Шуры-Буры. Нужная программная оболочка появилась к концу 1960-х гг. при участии Ю.М. Баяковско-го, Ю.М. Лазутина и В.С. Штаркмана. На этой машине были выполнены первые в СССР работы по компьютерной графике. Был создан набор

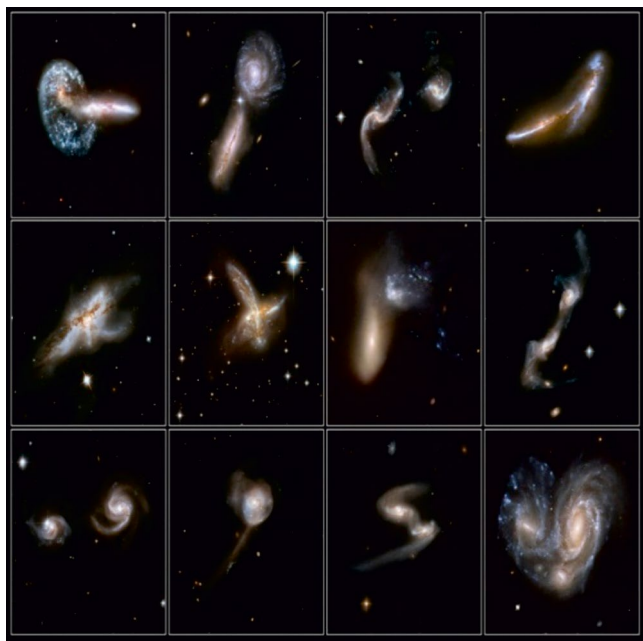


Рис. 6. Гравитационное взаимодействие галактик.

подпрограмм, позволяющих снимать видеоролики. После доработки оборудования появилась возможность покадровой фиксации изображений, выводимых на экран дисплея. С помощью этой системы в ИПМ в интерактивном режиме выполнялись пионерские работы по визуализации моделирования гравитационного взаимодействия галактик, а также робототехнические исследования. Представленные таким наглядным способом результаты Н.Н. Козлова и Т.М. Эннеева были высоко оценены астрофизиками и специалистами по космогонии (рис. 6).

Возможная миграция астероидов в окрестность Земной орбиты возбудила значительный общественный и научный интерес к вопросам обеспечения астероидной безопасности Земли. Опасность астероидов определяется по соответствующим шкалам. Применяются так называемая «Туринская шкала», для которой качественная оценка определяется в сравнении, какие астероиды более опасны, а какие менее, и «Палермская шкала», для которой находится количественная оценка опасности столкновения с Землей конкретного астероида. Самый известный из потенциально опасных астероидов — (99942) Апофис, открытие которого одно время обсуждалось всюду. Его диаметр составляет 370 м, дата сближения с Землей на расстояние 38000 км — 13 апреля 2029 г. Однако в списке потенциально опасных астероидов по Палермской школе он занимает лишь пятое место. На

первом месте находится астероид под названием (29075) 1950 DA, диаметром 1300 м. Он окажется в опасной близости с Землей предположительно в 2880 г. Астероиды Главного пояса на данный момент опасность не представляют, но они могут пересечь орбиту Земли после столкновений с соседями, либо в результате гравитационного влияния крупных объектов. Из околоземных астероидов внимание привлекает Эрос, аналогичный по величине тому, который, как предполагается, вызвал вымирание динозавров. Он находится в орбитальном резонансе с Марсом, и планета изменяет его траекторию на более вероятную для соударения с Землей.

В научной среде было предложено несколько вариантов борьбы с опасными астероидами: от подрыва астероида ракетой с ядерным зарядом, до покраски астероида в белый цвет, чтобы солнечное давление отклонило траекторию астероида. Тимур Магомедович не остался в стороне и предложил свою схему космического базирования для определения опасных астероидов. Его идея состояла в том, что на орбиту Земли запускается группировка из нескольких спутников (рис. 7). Каждый спутник имеет собственную оптическую систему наблюдения. Общая область наблюдения, создаваемая телескопами с нескольких космических аппаратов, образует «оптический барьер». Когда барьер пересекается

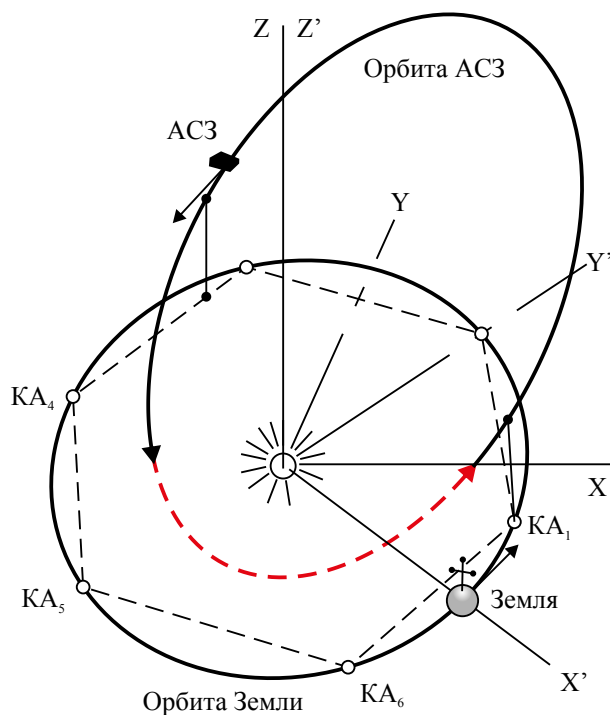


Рис. 7. Оптический барьер.

астероидом, происходит обнаружение астероида и определение его орбиты. Расчеты, выполненные Г.Б. Ефимовым, показали, что схема эффективна для группы астероидов Атон (например, Апофис), наблюдение которых с Земли затруднено.

Интерес Т.М. Энеева к структуризации биологических макромолекул связан с вопросом о возникновении жизни. Макромолекула — это молекула с высокой молекулярной массой, структура которой представляет собой многократные повторения звеньев, образованных из молекул малой молекулярной массы. Число атомов, входящих в состав макромолекул, может быть очень большим (сотни тысяч и миллионы). Т.М. Энеев в соавторстве с Н.Н. Козловым и Е.И. Кугушевым разработал уникальный последовательный метод математического моделирования процесса структуризации макромолекул, который позволил значительно повысить качество предсказания их вторичной и третичной структур. В ходе исследования по математическому моделированию процесса структуризации вторичных структур РНК ими была исследована задача об эффективности способов записи генетической информации посредством перекрывающихся генов. Оказалось, что перекрывающиеся гены определяют новые свойства генетического кода, которые могут быть получены только математическими методами. Выявленные новые свойства кода дали возможность достаточно глубоко проникнуть в его структуру и их взаимосвязи с перекрывающимися генами. Была решена совершенно новая задача — найти все генетические коды, которые удовлетворяют аминокислотным последовательностям, соответствующим перекрытиям двух, либо трех генов, взятых из одной и той же цепи ДНК. Впоследствии Н.Н. Козловым был найден обобщающий оригинальный подход к расчету сложнейшей дискретной структуры генетического кода. Было исследовано структурообразование из первичного биоматериала макромолекул ДНК и РНК от момента их зарождения. Вторичные структуры (образование петель и стеблей) выбирались по критерию локальной оптимальности свободной энергии. Степень предсказания структуры на 20 % превосходит существующие биохимические методы.

Общественная деятельность

Т.М. Энеев вел большую научно-организационную деятельность. Многие годы он был членом бюро Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН,

главным редактором журнала «Космические исследования», членом редколлегии ряда других научных журналов, членом Национального комитета по теоретической и прикладной механике. Как ближайший сотрудник М.В. Келдыша, он стал одним из редакторов собрания его трудов. Это была огромная работа. Кроме всего этого в 1970-е гг. Энеев внес значительный вклад в борьбу против проекта поворота течения сибирских рек на юг. В задачи проекта входили: транспортировка воды в Курганскую, Челябинскую и Омскую области России для орошения и обеспечения водой малых городов; транспортировка пресной воды в Казахстан, Узбекистан и Туркмению; открытие судоходства по каналу «Азия» (Карское море — Каспийское море — Персидский залив). Это выглядело весьма привлекательно с точки зрения экономики страны. Вместе с тем тщательное изучение проекта группой активных ученых с непосредственным участием Т.М. Энеева выявило серьезные последствия реализации такого проекта для глобальной экологии Земли. Это затопление сельскохозяйственных и лесных угодий водохранилищами; подъем грунтовых вод на всем протяжении канала с подтоплением населенных пунктов и автотрасс; гибель ценных пород рыбы в бассейне Оби; непредсказуемое изменение термического режима вечной мерзлоты; повышение солености вод Северного Ледовитого океана; изменение ледового покрова в Обской губе и Карском море; формирование болот и солончаков вдоль трассы канала; нарушение видового состава флоры и фауны на территориях, по которым должен пройти канал. Все это стало понятно далеко не сразу.

Проект появился в 1868 г. Его первоначальный вариант сделал выпускник Киевского университета Я.Г. Демченко под названием «Проект переброски части стока Оби и Иртыша в бассейн Аральского моря». В 1948 г. проект разыскал академик В.А. Обручев и написал о нем И.В. Сталину. Реакции не последовало. Тогда после кончины И.В. Сталина в 1954 г. казахский академик Шафик Чоканов вновь поднял этот вопрос, написав письмо в ЦК КПСС. В 1968 г. пленум ЦК КПСС дал поручение Госплану, Академии наук СССР разработать план перераспределения стока рек. Экспертиза проекта была проведена недостаточно всесторонне. Была доказана реализуемость проекта, но о последствиях его реализации не очень задумывались. В 1976 г. XXV съезд КПСС принял решение о начале работ по осуществлению проекта. Катастрофа надвигалась. Для рассмотрения технико-экономического обоснования (ТЭО) была создана Государственная

экспертная комиссия из представителей Академии Наук СССР, Государственного научно-технического комитета Совета Министров СССР и Государственного комитета по строительству СССР. Комиссия в целом одобрила ТЭО Министерства мелиорации и водного хозяйства СССР. К счастью, информация о проекте стала достоянием широкой научной общественности, в том числе и в АН СССР. Образовалась группа активных противников проекта, в которую входил Тимур Магомедович. Появились многочисленные публикации в прессе, авторы которых высказывались против проекта и утверждали, что он катастрофичен с экологической точки зрения. Группа противников переброски выявила факты грубых ошибок, допущенных при разработке всей проектной документации Минводхоза. Были подготовлены отрицательные экспертные заключения пяти отделений Академии наук СССР. Группа академиков подписала подготовленное академиком А.Л. Яншиным (по специальности геологом) письмо в ЦК «О катастрофических последствиях переброски части стока северных рек». Академик Л.С. Понтрягин написал личное письмо М.С. Горбачеву с критикой проекта. Предпринятые усилия оказались не напрасны, 14 августа 1986 г. Политбюро ЦК КПСС постановило прекратить работы.

Т.М. Энеев принимал также активное участие в общественной кампании против загрязнения озера Байкал промышленными отходами.

Труды Т.М. Энеева получили высокое признание в нашей стране и за рубежом. В 1957 г. за работы по созданию первого ИСЗ он был удостоен Ленинской премии; в 1961 г. за работы,

связанные с полетом первого человека в космос — орденом Ленина. В 1968 г. избран членом-корреспондентом АН СССР (сейчас Российская академия наук), а в 1992 г. — академиком РАН. В 1975 г., за участие в подготовке полета космической станции *Марс 3*, награжден орденом Трудового Красного Знамени; в 1984 г., по итогам участия в космической программе по изучению Венеры — Орденом Октябрьской революции. В 1992 г. Т.М. Энеев стал первым, кто был награжден академической Премией имени Ф.А. Цандера, за цикл работ по теории движения и управления полетом ракет и космических аппаратов. В 2001 г. его именем была названа малая планета 5711 Eneev. В 2005 г. награжден Орденом Почета; в 2006 г., за выдающийся вклад в прикладную математику и механику, включая небесную механику и космонавтику, ему присуждена Демидовская премия; в 2011 г., за цикл работ по механике и управлению движением, — Золотая медаль им. М.В. Келдыша.

Т.М. Энеев оставил исключительный след в науке, обеспечив наряду с другими выдающимися учеными-пионерами, создававшими практическую космонавтику, грандиозные успехи СССР на начальных этапах освоения человечеством космического пространства. Он всегда будет служить примером настоящего ученого и замечательного человека, беззаветно преданного науке, стремящегося к тому, чтобы научно-технический прогресс работал на благо всего человечества.

ГОЛУБЕВ Юрий Филиппович — д.ф.-н.м., профессор, г.н.с. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, golubev@keldysh.ru

УДК: 520.88
PACS: 95.10

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ГЛОБАЛЬНЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМ

© 2024 г. П. Р. Запевалин

Астрокосмический центр Физического института имени П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
pav9981@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.08.2023 г.
После доработки 25.12.2023 г.
Принята к публикации 26.12.2023 г.

В данной работе собраны воедино формулы для высокоточного моделирования наблюдений различных глобальных навигационных спутниковых систем, принимаемых на низкой околоземной орбите. На основе разработанной модели наблюдений проведено уточнение орбиты космического аппарата. Результат сравнивался с синтетическими измерениями, полученными зарубежным программным обеспечением на основе реальных данных космического проекта *GRACE*. Среднее отклонение в определении местоположения космического аппарата составило 18 мм, что подтверждает корректность описанной модели наблюдений.

DOI: 10.31857/S0023420624050016, EDN: IINUKM

ВВЕДЕНИЕ

В науке и технике с каждым годом растет интерес к спутниковым системам глобального позиционирования [1]. Данная технология находит свое применение во многих сферах жизнедеятельности человека, в том числе — в научно-технической. Особенно важную роль спутниковые навигационные системы играют в космических проектах, направленных на дистанционное зондирование Земли. Например, опыт работ космических геодезических проектов *CHAMP*, *GRACE* и *GOCE* показал, что для прецизионного определения параметров гравитационного поля Земли необходимо определять абсолютное местоположение космического аппарата (КА) на низкой околоземной орбите с точностью до нескольких

сантиметров [2]. Такую точность на орбите можно обеспечить с помощью глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) [3, 4]. Они позволяют выполнять баллистические и навигационные задачи с высокой надежностью, в том числе и для низкоорбитальных космических аппаратов. К таким системам относят системы GPS, ГЛОНАСС, Galileo и BeiDou. Их характеристики представлены в табл. 1. С их помощью можно с высокой точностью решать задачу навигации не только наземных приемников, но и космических аппаратов, находящихся на низкой околоземной орбите (НОО). С меньшей точностью можно определять средние (СОО), геостационарные (ГСО), наклонные геосинхронные (НГСО), высокоэллиптические (ВЭО), и даже окололунные орбиты [5].

Таблица 1. Характеристики глобальных навигационных спутниковых систем

	GPS	GLONASS	Galileo	BeiDou		
Тип орбиты	СОО	СОО	СОО	СОО	ГСО	НГСО
Кол-во спутников	31	24	24	27	5	3
Наклонение, град	55	64.8	56	55	0	55
Высота, тыс. км	20.2	19.1	23.2	21.5	35.8	35.8
Период орбиты	11 ч 58 мин	11 ч 16 мин	14 ч 04 мин	12 ч 53 мин	24 ч 00 мин	24 ч 00 мин

Для того чтобы корректно обработать информацию, приходящую с различных навигационных спутников, и получить устойчивое и высокоточное навигационное решение, необходимо правильным образом составить модель наблюдений ГНСС [6, 7]. Данная модель содержится во всех методах дифференциального уточнения орбиты и является ключевым фактором (наряду с моделью сил, действующих на движение КА), влияющим на точность определения абсолютных координат бортового приемника низкоорбитального космического аппарата (НКА). В работах, посвященных данной проблематике, обычно приводится перечисление эффектов модели наблюдений, которые были учтены при ее составлении. Для того чтобы понять, какое именно влияние оказывает тот или иной эффект, необходимо провести дополнительные поиски литературы по каждому из них. В зарубежной литературе представлен ряд работ, в которых модель наблюдений ГНСС описана комплексно [8–10]. Однако в этих работах опускаются детали о некоторых эффектах модели наблюдений, приобретающих свою значимость только при высокоточных расчетах.

Кроме того, при выполнении комбинированных наблюдений ГНСС, т.е. с использованием различных навигационных спутниковых систем, возникает необходимость учитывать особенности каждой системы по отдельности. В частности, система ГЛОНАСС, в отличие от систем GPS и Galileo, основана на частотном распределении каналов, что необходимо учитывать при чтении и обработке измерений. В данной работе приводится модель наблюдений ГНСС, учитывающая использование различных систем спутниковой навигации. Данная модель была опробована на имитационных и реальных измерениях низкоорбитального космического аппарата и показала свою состоятельность для получения высокоточного баллистико-навигационного решения.

КООРДИНАТНО-ВРЕМЕННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Для рассмотрения движения КА и расчета возмущающих ускорений необходимо обозначить системы координат и времени, а также связывающие их преобразования.

Системы времени

На сегодня, для высокоточного моделирования движения искусственных спутников Земли требуется использовать следующие основные шкалы времени.

Международное атомное время TAI (*франц. Temps Atomique International*) — представляет собой практическую реализацию равномерной шкалы времени, основанной на атомных часах. Отличается от земного времени на постоянное смещение в 32.184 с.

Всемирное координированное время UTC (*англ. Coordinated Universal Time*) — атомная равномерная шкала времени, отличающаяся от TAI на целое число секунд, называемых високосными секундами.

Каждая навигационная система работает в собственной шкале времени, основанной на национальном атомном стандарте. Шкалы времени всех спутников одной системы синхронизируются наземным пунктом управления, а величина смещения шкал относительно друг друга передается в навигационном сообщении.

Система времени GPST глобальной навигационной спутниковой системы GPS берет начало своего отсчета с 6.I.1980 и представляет собой равномерную шкалу времени, т.е. не содержит скачков в виде високосных секунд. Эпоха определяется номером недели и номером секунды в неделе. Российская глобальная навигационная система ГЛОНАСС также имеет свою собственную шкалу времени. В пределах 100 нс она привязана к московскому времени UTC+3 и поддерживает эту привязку с помощью водородных мазеров в центральном синхронизаторе ГЛОНАСС. В связи с этим шкала подвержена влиянию високосных секунд.

В эфемеридах навигационных спутников и массиве наблюдений сигналов ГНСС используются, как правило, собственные шкалы времени навигационных систем. Однако при обработке комбинированных измерений (с учетом нескольких ГНСС), эфемериды и наблюдения чаще всего описывают в единой системе времени — шкале GPST.

Системы координат

Для определения местоположения КА в пространстве необходимо задать систему координат, в которой он движется. На сегодня для приложений околоземной космонавтики используются две ключевые системы координат: *земная* и *небесная*.

Международная земная система отсчета (*англ. International Terrestrial Reference System, ITRS*) — это геоцентрическая система координат с началом отсчета в центре масс Земли. Ось *Z* системы ITRS в пределах 30 мс дуги совпадает с условным

международным началом (*англ.* Conventional International Origin, CIO), что является средним положением земного полюса по измерениям на интервале с 1900 по 1905 гг. [11]. Ось X лежит в плоскости Гринвичского меридиана и экватора, ось Y лежит в плоскости меридиана с долготой 90° и дополняет систему осей до правой тройки.

Также существует Геоцентрическая небесная система отсчета (GCRS). Начало отсчета в системе координат GCRS находятся в центре масс Земли, однако ее оси не вращаются вместе с Землей. Они «закреплены» относительно удаленных радиоисточников (квазаров), а сама система отсчета движется вокруг барицентра Солнечной системы.

Помимо этих двух основных систем существуют локальные системы координат, жестко связанные с космическим аппаратом. Речь об их преобразовании в инерциальную систему GCRS пойдет в следующем разделе.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ГЛОБАЛЬНЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМ

В настоящий момент существует два основных типа наблюдений с навигационных спутников (НС): кодовые и фазовые. Они различаются способом получения измерений и величиной ошибки. Модель наблюдений для кодовых и фазовых измерений, соответственно, выглядит следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} P_l^h &= \varrho_l^h + c \cdot \delta t_l - c \cdot \delta t^h + a^h + a_l + I + \\ &\quad + c \cdot \delta t_{rel} + HCD_l + HCD^h + IFB^h + \\ &\quad + ISB + \epsilon_p, \\ L_l^h &= \varrho_l^h + c \cdot \delta t_l - c \cdot \delta t^h + a^h + a_l - I + \\ &\quad + c \cdot \delta t_{rel} + HPD_l + HPD^h + IFB^h + ISB + \\ &\quad + \lambda N + \delta \varrho_{wind-up} + \epsilon_L, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где P_l^h — кодовое измерение (псевдодальность); L_l^h — фазовое измерение (псевдофаза); ϱ_l^h — геометрическое расстояние между центрами масс НС в момент передачи сигнала и НКА в момент приема; a^h — смещение фазового центра антенны НС относительно центра масс; a_l — смещение фазового центра антенны НКА относительно центра масс; I — влияние ионосферы; c — скорость света в вакууме; δt_l — влияние ошибки часов НКА; δt^h — влияние ошибки часов НС; δt_{rel} — влияние релятивизма; HCD_l — аппаратур-

ная кодовая задержка НКА (*англ.* Hardware Code Delay); HCD^h — аппаратурная кодовая задержка НС; HPD_l — аппаратурная фазовая задержка НКА (Hardware Phase Delay); HPD^h — аппаратурная фазовая задержка НС; IFB^h — смещение из-за расхождения частот различных НС (*англ.* Inter-Frequency Bias); ISB — смещение из-за расхождения шкал времени различных ГНСС (Inter-System Bias); N — целочисленная неоднозначность псевдофазы; λ — длина волны несущей сигнала; $\delta \varrho_{wind-up}$ — поправка, связанная со взаимной ориентацией антенн НС и НКА (эффект набега фазы); ϵ — прочие немоделируемые ошибки, включая эффект многолучевости. Все эти эффекты имеют разный вклад в модель наблюдений, от нескольких сантиметров до сотен километров. Поэтому для получения высокоточных координат приемника необходимо учитывать даже самые незначительные из них. Далее приведены формулы и рекомендации для расчета каждого из этих эффектов.

Ошибка бортовых часов

Наблюдения ГНСС, доступные наземному пользователю, привязываются к шкале навигационной системы, используемой в приемнике НКА. При этом ошибки часов НКА обычно оцениваются заранее и приводятся вместе с массивом наблюдений. В таком случае пользователю остается лишь учесть эту поправку при расчете модели наблюдений, как показано в формуле (1). Если же ошибки часов НКА неизвестны, то следует включить их в число уточняемых параметров, наряду с вектором состояния НКА. Моделирование ошибки часов НКА при этом осуществляется по следующей формуле [12]:

$$\delta t_{l,i} = a_0 + a_1(t_i - t_0) + \dots + a_m(t_i - t_0)^m, \quad (2)$$

где t_i — эпоха, на которую вычисляется поправка часов относительно эпохи t_0 ; a — полиномиальные коэффициенты. В данном выражении не учитывается периодическое изменение ошибки часов, «вызванное» Общей теорией относительности. Речь об этом пойдет в этом разделе ниже. Коэффициенты a_0 и a_1 называются отклонением фазы и частоты часов соответственно. Именно эти коэффициенты чаще всего принято уточнять, пренебрегая остальными порядками в выражении (2). Моделирование прогнозирования этих коэффициентов осуществляется с помощью белого гауссовского шума.

Ошибки часов НС содержатся в специальных каталогах, предоставляемых международной службой ГНСС (*англ.* International GNSS Service — IGS, <https://igs.org>) и российским информационно-аналитическим центром ГЛОНАСС (<https://glonass-iac.ru>) в формате SP3 и CLK. Получение ошибки часов из каталога может осуществляться путем интерполирования. Для получения высокоточных результатов следует брать каталоги ошибок часов с наименьшим шагом по времени.

Решение светового уравнения

Величина ϱ_l^h в формуле (1) представляет собой геометрическое расстояние между центрами масс НС в момент времени передачи сигнала и НКА в момент времени приема сигнала. На практике известен только момент времени приема, а момент передачи сигнала необходимо вычислять. Отсюда возникает следующее уравнение, названное световым из-за задержки светового сигнала:

$$\varrho_l^h(t_l, t_h) = \varrho_l^h(t_l) + \int_0^{\Delta t} \dot{\varrho}_l^h dt, \quad (3)$$

где $\varrho_l^h(t_l, t_h)$ — геометрическое расстояние между центрами масс НС в момент передачи сигнала и НКА в момент приема; $\varrho_l^h(t_l)$ — геометрическое расстояние между центрами масс НС и НКА в момент приема; $\dot{\varrho}_l^h$ — производная по времени геометрического расстояния между центрами масс НС и НКА; Δt — время полета сигнала от НС к НКА. В левой части уравнения находится геометрическое расстояние, участвующее в модели наблюдений. Однако вычислить его затруднительно, т.к. второе слагаемое правой части остается неизвестным. Поэтому существует специальная процедура, называемая определением световой задержки сигнала, которая позволяет определить момент времени передачи сигнала с НС и его координаты в этот момент. При этом время приема сигнала определяется в шкале времени навигационной системы, так же, как и координаты НС.

Решение осуществляется с помощью итеративного алгоритма, схема которого приведена на рис. 1. На вход алгоритма подается измерение псевдодальности. Рассчитывается задержка сигнала по формуле:

$$\delta t_{\text{delay}} = \frac{R_{\text{start}}}{c}, \quad (4)$$

где R_{start} — наблюдение; c — скорость света в вакууме.

Чтобы найти время передачи сигнала, задержка вычитается из времени приема сигнала. На момент передачи сигнала находятся координаты НС по его эфемеридам. После этого вычисляется геометрическое расстояние между НС в момент передачи и НКА в момент приема сигнала. Эта модельная величина сравнивается с измерением, поступившим на вход итеративного алгоритма R_{start} . Если эти два расстояния совпадают в пределах достаточно малой величины, то алгоритм завершается. Если же нет, то найденная модельная псевдодальность поступает на вход алгоритма, в уравнение (4), и процедура повторяется до тех пор, пока начальное и конечное геометрические расстояния не совпадут в пределах достаточно малой величины. После завершения алгоритма становится известен истинный момент передачи сигнала и координаты НС на эту эпоху.

Смещение фазового центра антенны спутника глобальной навигационной спутниковой системы

Поскольку центр масс навигационного спутника отстоит от фазового центра антенны на несколько десятков сантиметров, необходимо учитывать этот эффект в модели наблюдений. Смещение фазового центра антенны из уравнения (1) вычисляется по следующей формуле:

$$\left. \begin{aligned} a^h &= \left(\mathbf{D}^h \cdot (\mathbf{PCO}_{\text{GCRF}} + \mathbf{PCV}_{\text{GCRF}}(\theta)) \right), \\ \mathbf{D}^h &= \frac{\mathbf{r}^h - \mathbf{r}_l}{|\mathbf{r}^h - \mathbf{r}_l|}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где $\mathbf{r}_l$ и $\mathbf{r}^h$ — вектора положения НКА и НС в системе GCRF. Вектор PCO (*англ.* Phase Center Offset) обозначает смещение номинального центра антенны относительно центра масс космического аппарата. Вектор PCV (*англ.* Phase Center Variation) представляет собой смещение фактического фазового центра антенны относительно номинального в зависимости от угла θ — угла между вектором НС — НКА и надиром.

Вектора PCO для НС предоставляются Международной службой ГНСС (IGS) в виде файла формата ANTEX с расширением «.atx». Вектор PCO приведен для каждого существовавшего когда-либо НС и находится в системе координат, жестко связанной со спутником. В этой системе координат ось Z направлена в центр Земли, ось X находится в плоскости, проходящей через ось Z и Солнце, а ось Y дополняет правую

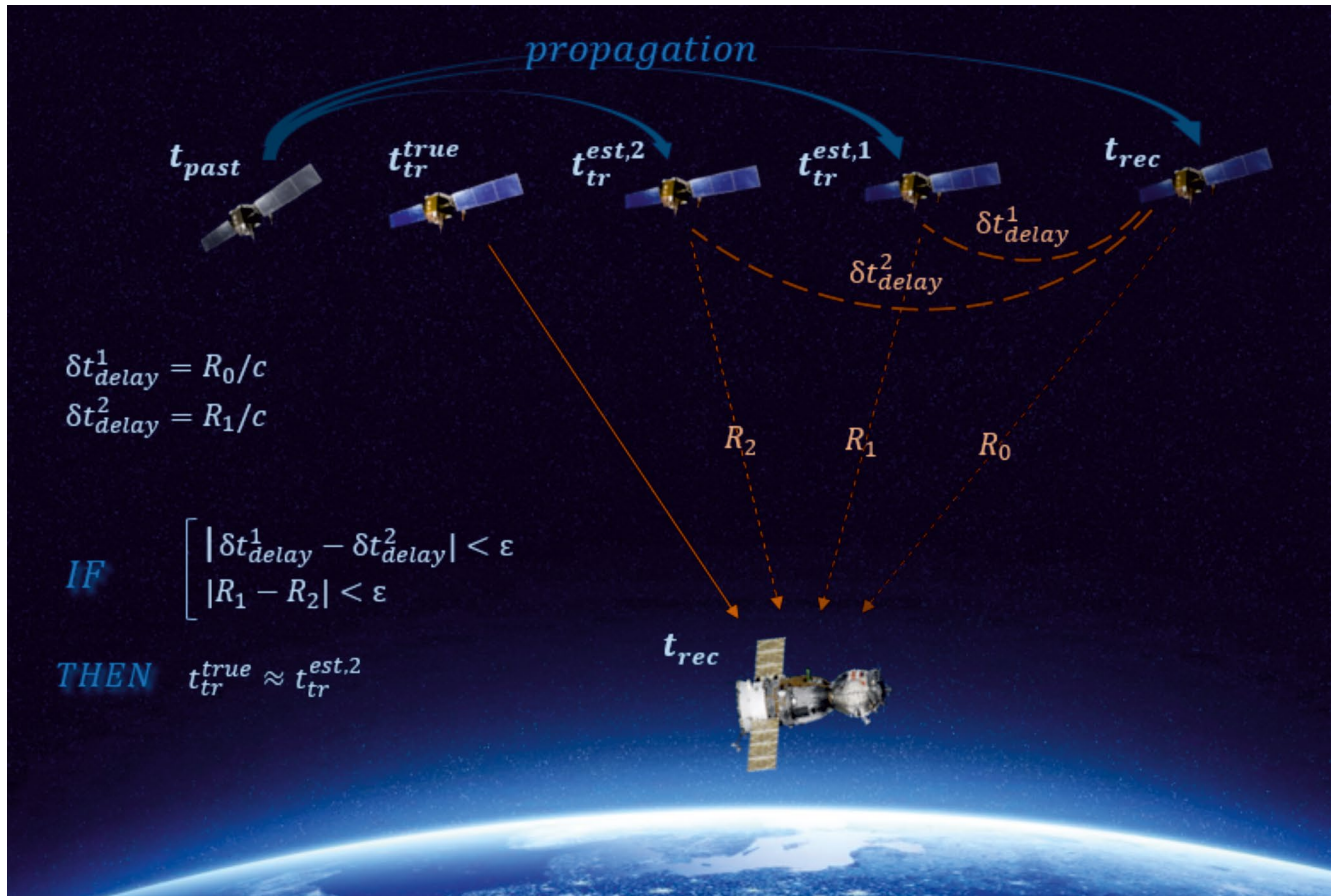


Рис. 1. Процедура вычисления световой задержки ГНСС сигнала для НКА. Наверху изображен ГНСС-спутник в разные моменты времени. Положение НС определяется путем численного интегрирования дифференциальных уравнений движения (*propagation*) с известными начальными условиями в некоторый момент времени t_{past} . Внизу изображен низкоорбитальный космический аппарат в момент времени t_{rec} , где t_{rec} — время приема сигнала. Вычисляется расстояние R_0 , задержка сигнала δt_{delay}^1 и определяется положение НС на момент времени $t_{tr}^{est,1} = (t_{rec} - \delta t_{delay}^1)$, где $t_{tr}^{est,1}$ — потенциальное время отправки сигнала. Данная процедура повторяется итеративно, пока не будет соблюдено одно из условий. Либо две последние вычисленные задержки, либо два последних расстояния должны совпадать в пределах малой величины ϵ . После этого можно считать, что последний вычисленный момент времени t_{tr}^{est} есть оценка истинного момента времени отправки сигнала t_{tr}^{true} .

тройку векторов. В этом же файле находятся параметры для расчета вектора PCV. Направление вектора PCV совпадает с направлением вектора НС — НКА, а длина вектора рассчитывается в зависимости от угла отклонения от надира.

Поскольку вектора PCO и PCV изначально предоставляются в системе координат спутника SRF (*англ.* Satellite Reference Frame) и зависят от его ориентации, необходимо преобразовать их в инерциальную систему координат GCRF. Сделать это не составляет труда, поскольку ориентация НС относительно стабильна. Преобразования производятся согласно следующим выражениям.

Вначале вычисляются единичные векторы системы координат спутника в системе GCRF:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{e}_z &= -\frac{\mathbf{r}^h}{|\mathbf{r}^h|}, \\ \mathbf{s} &= \frac{\mathbf{r}_\odot - \mathbf{r}^h}{|\mathbf{r}_\odot - \mathbf{r}^h|}, \\ \mathbf{e}_y &= \frac{[\mathbf{e}_z \times \mathbf{s}]}{||[\mathbf{e}_z \times \mathbf{s}]||}, \\ \mathbf{e}_x &= [\mathbf{e}_y \times \mathbf{e}_z], \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где $\mathbf{r}^h$ — вектор положения НС в системе GCRF, $\mathbf{r}_\odot$ — вектор положения Солнца в системе GCRF. Затем из них составляется матрица поворота из системы SRF в систему GCRF:

$$M = \left\{ \begin{pmatrix} e_x^1 & e_y^1 & e_z^1 \\ e_x^2 & e_y^2 & e_z^2 \\ e_x^3 & e_y^3 & e_z^3 \end{pmatrix}, \right. \quad (7)$$

$$\text{PCO}_{GCRF} = M \cdot \text{PCO}_{SRF}.$$

*Смещение фазового центра антенны
низкоорбитального космического аппарата
и эффекты многолучевости*

Смещение фазового центра антенны НКА на-
ходится схожим образом:

$$\left. \begin{aligned} a_l &= (\mathbf{D}_l \cdot (\text{PCO}_{GCRF} + \text{PCV}_{GCRF}(\theta))), \\ \mathbf{D}_l &= \frac{\mathbf{r}_l - \mathbf{r}^h}{|\mathbf{r}_l - \mathbf{r}^h|}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Однако в случае с НКА ориентация может изменяться непредсказуемым образом. Поэтому при обработке измерений ГНСС необходимо также иметь файлы ориентации НКА. Чаше всего они представляются таблицей по времени кватернионов поворота локальной системы координат НКА относительно системы GCRF. В случае спутников проекта *GRACE* система SRF определяется следующим образом. Ось X направлена на спутник-компаньон, ось Z направлена в нади́р, ось Y дополняет систему до правой тройки векторов.

Преобразование из системы координат спутника SRF в систему координат GCRF происходит с помощью файлов ориентации НКА. Перевод в инерциальную систему координат вектора PCO осуществляется следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{PCO}_{GCRF} &= Q \otimes \text{PCO}_{SRF} = \\ &= \text{PCO}_{SRF} + 2Q_0[\mathbf{Q}_{123} \times \text{PCO}_{SRF}] + \\ &+ 2[\mathbf{Q}_{123} \times [\mathbf{Q}_{123} \times \text{PCO}_{SRF}]], \end{aligned} \quad (9)$$

где $Q = \{Q_0, Q_1, Q_2, Q_3\} = \{Q_0, \mathbf{Q}_{123}\}$ — кватернион ориентации; $\otimes$ — кватернионное умножение.

Данные о смещении фактического фазового центра антенны НКА (вектора PCV) не всегда бывают доступны. Для этого требуется проведение наземных предполетных технических испытаний, в ходе которых оцениваются

характеристики бортовой антенны и априорная величина PCV. Реальная величина PCV на орбите может отличаться из-за специфических космических условий. Ее оценка может быть осуществлена только с помощью метода остаточных невязок, т.е. когда все другие эффекты модели наблюдений максимально учтены. В случае, если информации о величине PCV для НКА нет, следует относить ее к шуму измерений. Величина вектора PCV составляет примерно 2...3 мм.

Также к шуму измерений можно отнести эффект многолучевости. Данный эффект вызван прямым распространением сигнала между НС и НКА. В космическом пространстве это может происходить только из-за переотражения сигнала от солнечных панелей КА или других его частей. При конструировании космического аппарата, для принимающей антенны, как правило, исключаются такие эффекты.

Как видно, из уравнений (5)–(9), для определения эффектов смещения фазовых центров антенн необходимо знать кватернионы ориентации КА. Поэтому для высокоточного определения параметров движения КА важно совершенствовать методы определения ориентации КА [13].

Задержка распространения сигнала в ионосфере

Ионосферу образуют верхние слои земной атмосферы, в которой газы частично ионизованы под влиянием ультрафиолетового и рентгеновского солнечного излучения. При высоких частотах основную роль в распространении радиоволн играют свободные электроны. Число электронов в кубическом метре (т.е. плотность электронов) изменяется сложным образом с высотой над поверхностью Земли. Распределение плотности электронов зависит от времени суток, времени года, уровня солнечной активности. Ионосферной рефракцией называется разница между измеряемым и истинным расстоянием. Рефракция в ионосфере сводится к изменению длины пути луча в атмосфере. Незнание количества свободных электронов на пути волны в ионосфере определяет ошибки вычисления задержки сигнала. Поскольку орбиты НКА имеют высоты от 160 до 2000 км, а максимум плотности ионосферы приходится на высоты от 250 до 400 км, то для сигналов ГНСС, принимаемых НКА, особенно важно учитывать ионосферную поправку за рефракцию.

При определении орбиты с помощью ГНСС часто используется специальная комбинация

измерений, полученных на двух разных частотах. Составить ее можно следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \text{CIF} &= \frac{2}{f_1^2 - f_2^2} (f_1^2 P_1 - f_2^2 P_2), \\ \text{PIF} &= \frac{2}{f_1^2 - f_2^2} (f_1^2 L_1 - f_2^2 L_2), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где PIF— комбинация фазовых измерений L_1 и L_2 на частотах f_1 и f_2 , свободная от ионосферы (Phase Ionosphere Free); CIF— аналогичная комбинация кодовых измерений (Code Ionosphere Free). Данная комбинация позволяет избавиться от влияния ионосферного члена первого порядка. Остаются лишь члены более высокого порядка, максимальная величина которых может составлять до 1 см. Если считать дисперсии погрешностей одиночных измерений на обеих частотах равными, то среднее квадратическое отклонение (СКО) погрешности безионосферной комбинации будет в три раза больше СКО погрешности исходных измерений. С учетом малого шума фазовых измерений данное увеличение погрешности комбинации PIF не играет существенной роли. Именно поэтому эту комбинацию чаще всего используют для устранения влияния ионосферы. Однако стоит учесть, что данная комбинация содержит в себе влияние фазовых неоднозначностей. Причем в этой комбинации неоднозначности на двух частотах

выражаются единым нецелочисленным членом. Опуская влияние других поправок, выражение для него можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \text{PIF} &= \varrho_i^h + B, \\ B &= \frac{1}{f_1^2 - f_2^2} (f_1^2 \lambda_1 n_1 - f_2^2 \lambda_2 n_2). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Для работы в режиме одиночных измерений, а также для алгоритмов определения фазовых скачков может потребоваться вычисление ионосферной поправки. Она рассчитывается согласно ионосферным картам, полученным центром анализа Международной службы ГНСС. Данные карты представляют общее содержание электронов в ионосфере (TEC, Total Electron Content) для сигнала, испускаемого в зенит из точки на поверхности Земли (ZTEC, Zenith TEC). Данный формат имеет название IOnosphere map Exchange format (IONEX). Описание данного формата позволяет интерполировать значения TEC по сетке карты и по времени для нахождения наиболее близкого значения ZTEC. Однако в реальности требуется находить общее содержание электронов на пути НС – НКА (STEC, Slant TEC). Для этого применяется следующая формула:

$$\text{STEC} = M(z) \times \text{ZTEC}, \quad (12)$$

где $M(z)$ — картирующая функция, зависящая от зенитного угла z (рис. 2).

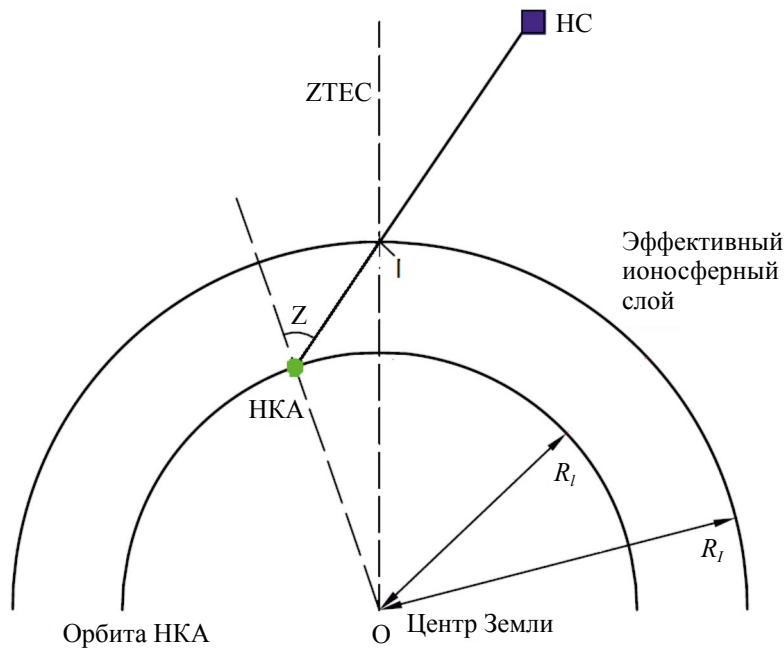


Рис. 2. Схема учета ионосферной задержки для системы НКА – НС.

В работе [14] предлагается следующая схема по расчету картирующей функции для случая, при котором приемник находится на низкоорбитальном космическом аппарате. В ней используются две модели картирующих функций для $z < 45$ и $z \geq 45$. Модель тонкого ионосферного слоя, которая подходит для $z \geq 45$, описывается формулой:

$$M_1(z) = \left[\sqrt{1 - \left(\frac{R_I \sin z}{R_{I,1}} \right)^2} \right]^{-1}, \quad (13)$$

где R_I — расстояние от центра Земли до НКА; $R_{I,1}$ — расстояние от центра Земли до эффективной высоты ионосферы, согласно выражению (15). В случае $z < 45$ картирующая функция выглядит так:

$$M_2(z) = \left(1 + \frac{R_{I,2}}{R_I} \right) \times \left[\cos z + \sqrt{\left(\frac{R_{I,2}}{R_I} \right)^2 - (\sin z)^2} \right]^{-1}. \quad (14)$$

Эффективная высота ионосферы для этих двух моделей ($h_{I,1}$ и $h_{I,2}$) рассчитывается так:

$$\left. \begin{aligned} R_{I,1} &= R_{\oplus} + h_{I,1}, \\ R_{I,2} &= R_{\oplus} + h_{I,2}, \\ h_{I,1} [\text{км}] &= \\ &= (0.0005 F_{107} + 1.73) h_f [\text{км}] - \\ &- 3.16 F_{107} + 458, \\ h_{I,2} [\text{км}] &= \\ &= (0.0027 F_{107} + 1.79) h_f [\text{км}] - \\ &- 5.52 F_{107} + 1350, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где $R_{\oplus}$ — средний радиус Земли; h_f — высота орбиты НКА (разница радиус-вектора НКА и среднего радиуса Земли); F_{107} — индекс солнечной активности, который находится, например, из файла космической погоды Центра космических стандартов и инноваций (https://ai-solutions.com/_help_Files/cssi_space_weather_file.htm).

Величина ZTEC определяется с помощью ионосферных карт IONEX. Для ее расчета находятся сферические координаты точки I , т.е. точки пересечения эффективного ионосферного слоя и линии НКА — НС. Стоит также учесть,

что с помощью ионосферных карт можно найти общее содержание электронов для эффективной высоты ионосферы в 450 км. Однако на практике оказывается, что орбита НКА зачастую находится выше пика ионосферной концентрации. Чтобы учесть данный эффект, необходимо оценить поправочный коэффициент α , который представляет из себя отношение вертикального содержания электронов, начиная с высоты эффективного ионосферного слоя к общему вертикальному содержанию электронов, начиная с поверхности Земли. Такой коэффициент можно вычислить следующим образом:

$$\alpha = \frac{e - \exp \left(1 - \exp \left(-\frac{h_I - h_0}{H} \right) \right)}{e - \exp \left(1 - \exp \left(\frac{h_0}{H} \right) \right)}, \quad (16)$$

где h_0 — высота пика ионосферной концентрации электронов; h_I — эффективная высота ионосферы, которая определяется выражением (15); H — масштабный фактор, характеризующий кривую зависимости концентрации от высоты. Данные величины можно определять из различных атмосферных моделей, например, из модели ионосферы IRI2016 [15]. Однако эти данные не обладают достаточно высокой точностью, и на практике коэффициент α чаще просто оценивается в процессе уточнения орбиты наряду с другими параметрами.

Релятивистский эффект

Релятивистские эффекты можно разделить на слагаемые:

$$c \delta t_{rel} = -\delta \rho_{h, clock} + \delta \rho_{I, clock} + \delta \rho_{grav}. \quad (17)$$

Первое слагаемое здесь описывает релятивистские эффекты ухода бортовых часов на НС относительно опорной шкалы времени, например, GPST. Общая теория относительности предсказывает эффект ускорения часов на высоте орбит ГНСС, а специальная теория относительности — эффект замедления часов. Оба этих эффекта уже учтены для часов ГНСС путем смещения частоты часов. Однако из-за эллиптичности орбит НС необходимо вводить дополнительную поправку. Эта поправка может быть описана следующей формулой:

$$\delta \rho_{h, clock} = 2c^{-1}(\vec{r}, \vec{v}), \quad (18)$$

где $\vec{r}$ — радиус-вектор спутника; $\vec{v}$ — вектор скорости спутника; c — скорость света в вакуу-

ме. Данное выражение было получено в рамках Кеплеровской модели сил [16].

Второе слагаемое формулы (17) описывает поправку за уход бровых часов НКА относительно опорной шкалы времени. Для часов на низкой околоземной орбите оказывается существенным влияние нецентральной части гравитационного поля Земли, поэтому выражение (18) оказалось бы неприменимым. В общем случае поправка для НКА представляется в следующем виде [13]:

$$\delta\rho_{l,clock} = \int \left(L_G \cdot c - \frac{v^2}{2c} - \frac{U}{c} \right) dt, \quad (19)$$

где U — гравитационный потенциал Земли в точке КА; v — модуль скорости КА; L_G — безразмерный коэффициент, равный $6.969290134 \cdot 10^{-10}$, характеризующий масштаб шкалы времени. Численное интегрирование уравнения (19) можно проводить вместе с интегрированием уравнений движения НКА на заданный интервал времени. Размер релятивистской поправки может достигать 2 нс. Данная поправка обладает периодическим характером изменения с главной гармоникой, равной периоду орбиты КА, и вспомогательной — в половину периода орбиты.

Из-за эффекта задержки распространения света при прохождении вблизи массивного тела, известного также как эффект Шапиро [17], возникает третье слагаемое в формуле (17):

$$\delta\rho_{grav} = \frac{2\mu_{\oplus}}{c^2} \ln \left(\frac{r_h + r_l + \rho}{r_h + r_l - \rho} \right), \quad (20)$$

где $\mu_{\oplus}$ — гравитационный параметр Земли; $\frac{2\mu_{\oplus}}{c^2}$ — гравитационный радиус Шварцшильда; r_h — геоцентрическое расстояние до НС; r_l — геоцентрическое расстояние до НКА; ρ — расстояние между НКА и НС.

Эффект набега фазы

Фазовые измерения зависят от взаимной ориентации антенн приемника и навигационного спутника и от положения в пространстве их линии видимости. Суть эффекта можно описать следующим образом. Если представить, что расстояние между КА и НС зафиксировано, а НС поворачивается вокруг своей оси Z на 360° , то измерение фазы при этом изменится на один

цикл, соответствующий 19 см для частоты $L1$. Это происходит из-за правосторонней поляризации сигнала, который излучают НС. Данный эффект в иностранной литературе принято называть *wind-up* эффектом. Его можно рассчитать по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} \delta\rho &= \delta\phi + 2\pi N, \\ \delta\phi &= \frac{1}{2\pi} \phi \lambda, \\ N &= \text{nint} \left(\frac{\delta\rho_{prev} - \delta\phi}{2\pi} \right), \\ \phi &= \text{sign}(\zeta) \arccos \left(\frac{(\mathbf{D}_h \cdot \mathbf{D}_l)}{|\mathbf{D}_h| |\mathbf{D}_l|} \right), \\ \zeta &= \mathbf{k} [\mathbf{D}_h \times \mathbf{D}_l], \\ \mathbf{D}_h &= \mathbf{x}_h - \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_h) - [\mathbf{k} \times \mathbf{y}_h], \\ \mathbf{D}_l &= \mathbf{x}_l - \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_l) + [\mathbf{k} \times \mathbf{y}_l], \\ \mathbf{k} &= \frac{\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_h}{|\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_h|}, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где $\mathbf{r}_l$ и $\mathbf{r}_h$ — радиус-векторы НКА и НС соответственно; $(\mathbf{x}_h, \mathbf{y}_h, \mathbf{z}_h)$ — единичные вектора локальной системы координат НС, речь о которой шла в предыдущих разделах; $(\mathbf{x}_l, \mathbf{y}_l, \mathbf{z}_l)$ — единичные вектора системы координат антенны НКА (ARF); λ — длина волны несущего сигнала; $\delta\rho_{prev}$ — поправка на предыдущий момент времени. На первую эпоху N полагается равной нулю. Система координат ARF зависит от конкретного проекта НКА. В данной работе, на примере спутника *GRACE-A*, система координат НКА задается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{X}_{ARF} &= -\mathbf{Y}_{SRF}, \\ \mathbf{Y}_{ARF} &= -\mathbf{X}_{SRF}, \\ \mathbf{Z}_{ARF} &= -\mathbf{Z}_{SRF}, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где SRF — система координат, описанная в разделе «Смещение фазового центра антенны низкоорбитального КА и эффекты многолучевости».

Аппаратурные задержки

Поскольку передача и прием сигнала ГНСС ведутся на двух, трех частотах одновременно, аппаратура передающего и принимающего спутников должна обеспечивать абсолютную синхронизацию в обработке этих сигналов. Однако на

практике добиться такой синхронности очень сложно. Отсюда возникают аппаратные задержки HCD (Hardware Code Delay), также именуемые DCB (Differential Code Bias). Эти задержки исключаются при использовании безионосферной комбинации измерений (10). В режиме одиночных измерений существует ряд методов по их определению [18]. Для навигационных спутников наиболее удобным методом нахождения данных поправок представляется использование модели ионосферы в формате IONEX, предоставляемой IGS. Величины поправок DCB определяются вместе с величинами ТЕС ионосферы и предоставляются для каждого НС в наносекундах. Значения аппаратных задержек для двух рабочих частот НС вычисляются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \text{DCB}^h(L1) &= \text{HCD}^h(L1) = \frac{v_2^2}{v_1^2 - v_2^2} c\Delta b, \\ \text{DCB}^h(L2) &= \text{HCD}^h(L2) = \frac{v_1^2}{v_1^2 - v_2^2} c\Delta b, \end{aligned} \right\} (23)$$

где $L1 = v_1$ и $L2 = v_2$ — две разные частоты измерений; Δb — величина поправки из файла IONEX в наносекундах. Аналогичные задержки возникают и для фазовых измерений, в этом случае они именуется как HPD (Hardware Phase Delay). В последнее время для обозначения всех видов задержек для всех различных типов наблюдений используется термин OSB (Observed Specific Bias), а служба IGS предоставляет специальные файлы для учета OSB-задержек.

Если аппаратную задержку приемника требуется оценить отдельно от шума, то это можно сделать по формулам из работы [19]:

$$\left. \begin{aligned} c\Delta b_l &= \left(\sum_{i=1}^{n_{\text{arc}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{obs}}} w_{ij} \right)^{-1} \sum_{i=1}^{n_{\text{arc}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{obs}}} w_{ij} \times \\ &\times \left[L_{1,ij} - L_{2,ij} - \frac{\text{STEC}}{F} - \Delta N_i - c\Delta b_{h,i} \right], \\ w_{ij} &= \left(\frac{\sigma_{\text{TEC},ij}}{F} \right)^{-2}, \\ F &= \frac{f_1^2 f_2^2}{40.3(f_1^2 - f_2^2)}, \\ \Delta N_i &= \frac{1}{n_{\text{obs}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{obs}}} (P_{2,ij} - P_{1,ij} - L_{1,ij} + L_{2,ij}), \end{aligned} \right\} (24)$$

где Δb_l — DCB-задержка приемника; $\Delta b_{h,i}$ — DCB-задержка НС; n_{arc} — количество дуг видимости каждого НС (временной интервал, на котором НС находится в зоне видимости НКА без перерыва); n_{obs} — количество наблюдений в дуге видимости НС; $L_{1,ij}$ и $L_{2,ij}$ — фазовые наблюдения на двух частотах (в метрах); $P_{1,ij}$ и $P_{2,ij}$ — кодовые наблюдения на двух частотах (в метрах); $\sigma_{\text{TEC},ij}$ — стандартное отклонение величины ТЕС, которое находится в файле IONEX. Для спутника *GRACE-A* данная задержка составляет — 19.224 нс [20].

Межчастотное смещение

Сигналы GPS основаны на методе множественного доступа с кодовым разделением (CDMA-сигналы). Каналы передачи в таком случае имеют общую полосу частот, но разные кодирующие последовательности. Однако наблюдения несущей фазы и псевдодальности ГЛОНАСС основаны на методе множественного доступа с разделением каналов по частоте (FDMA-сигналы). Каждый спутник ГЛОНАСС имеет одинаковые кодирующие последовательности, но передает на разных частотах, соответствующих своему частотному каналу. Причем канал может быть одинаковым у двух НС, находящихся с противоположных сторон Земли. Частоты несущих для конкретного спутника определяются следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} G1[\text{МГц}] &= 1602 + 0.5625n, \\ G2[\text{МГц}] &= 1246 + 0.4375n, \\ n &\in [-7, 6], n \in \mathbb{Z}, \end{aligned} \right\} (25)$$

где $G1$ и $G2$ — две основные частоты ГЛОНАСС, на которых излучает каждый спутник; n — номер частотного канала. Каналы с номерами -5 , -6 и, в некоторых случаях 7 , используются для НС, проходящих тестирование и отладку. На практике между измерениями от спутников с разделением каналов по частоте возникают IFB-смещения (Inter-Frequency Bias), связанные с аппаратными задержками при обработке различных частот. Эти задержки могут достигать 4 нс [21], поэтому правильное моделирование поправок IFB — это критически важный этап при обработке ГЛОНАСС-измерений. В работе [21] был проведен анализ методов оценки поправки IFB. Среди методов предлагалось:

- пренебрежение поправкой IFB и включение ее в оценку ошибки часов приемника;
- оценка IFB для спутников с одинаковым частотным каналом;
- оценка IFB для каждого спутника ГЛОНАСС.

Анализ показал, что поправки IFB могут не совпадать строго для одного и того же частотного канала. Поэтому предпочтительным оказывается последний метод, в котором выбирается опорный спутник (желательно с нулевым частотным каналом) и в список уточняемых параметров дополнительно вводится $n - 1$ (где n — число наблюдаемых ГЛОНАСС спутников) число параметров ΔIFB , описывающих смещение сигнала во времени относительно опорного спутника. Поправка IFB при этом считается постоянной на всем временном интервале для каждого спутника.

Межсистемное смещение

При обработке данных, полученных с помощью разных глобальных навигационных спутниковых систем, возникает необходимость в учете параметра межсистемного смещения (ISB). Это смещение связано с особенностями приемников различных типов навигационных систем. Но и для одного и того же типа приемника ISB-параметр может незначительно отличаться из-за задержек, вызванных антенной, кабелем или тепловыми эффектами в бортовой аппаратуре. В настоящее время в большинстве ГНСС-приложений поправка ISB оценивается либо как постоянная величина, либо как кусочно-непрерывная на интервале в 30 мин. Также можно моделировать данное смещение белым гауссовским шумом [22]. Поправка ISB для каждой пары спутниковых систем вносится в число уточняемых параметров и оценивается вместе с вектором состояния НКА.

УТОЧНЕНИЕ ОРБИТЫ ПО КОМБИНИРОВАННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Ниже приводятся результаты эксперимента определения орбиты по совместным модельным наблюдениям GPS/ГЛОНАСС с целью демонстрации разработанной модели наблюдений. Для этого было разработано специальное программное обеспечение (ПО) LOIS [23], позволяющее уточнить орбиту космического аппарата по данным глобальных навигационных спутниковых систем. В основе данного ПО лежит метод

дифференциального уточнения орбиты — обобщенный фильтр Калмана. В этом методе измерения ГНСС поступают на вход фильтра последовательно, со временем. Исходя из априорной оценки вектора состояния КА составляется модель наблюдений, как это описано в предыдущем разделе. Затем на основе сигнала рассогласования между наблюдениями и моделью вычисляется апостериорная оценка вектора состояния. Эта оценка используется в качестве априорной на следующую эпоху с измерениями ГНСС. Затем цикл повторяется заново, пока не закончатся наблюдения.

Эксперимент по уточнению орбиты проводился на примере синтетических GPS/ГЛОНАСС-измерений геодезического спутника *GRACE-A*. Проект *GRACE* 2002–2017 (англ. Gravity Recovery And Climate Experiment) — совместная спутниковая миссия, целью которой было изучение гравитационного поля Земли и его временных вариаций, Национального управления по аэронавтике и исследованию космического пространства (NASA) и Германского центра авиации и космонавтики. Проект состоял из двух спутников, расположенных на практически одной и той же низкой околоземной орбите и разнесенных на ней на расстояние в 220 км. Околополярная орбита спутников *GRACE-A* и *GRACE-B* имела наклонение 89.6° и высоту, колеблющуюся от 497 до 521 км. Модель движения НКА *GRACE-A*, используемая в данном эксперименте, представлена в табл. 2.

Поскольку разработанную модель измерений необходимо было проверить и сравнить с аналогами, а получение реальных комбинированных измерений GPS/ГЛОНАСС затруднительно, для моделирования наблюдений было применено зарубежное ПО *Bernese* [24], которое использует реальные данные космического проекта. Данное ПО позволяет создавать синтетические измерения с учетом различных эффектов модели движения и наблюдений, а также с использованием различных навигационных спутниковых систем. ПО *Bernese* создавалось группой докторов наук Бернского университета и прошло проверку временем, поэтому сравнение модели измерений из данной работы и метода моделирования наблюдений в ПО *Bernese* оказывается крайне полезным. При моделировании наблюдений в ПО *Bernese* использовалась модель движения КА, аналогичная описанной выше. Тем не менее допускается наличие рассогласования в численном интегрировании уравнений движения на уровне 1...2 мм на интервале в 10 с. Для

Таблица 2. Описание модели движения и уточняемых параметров

Модель	Параметры / необходимые действия
Модель гравитационного поля	EGM2008, до степени и порядка 360
Эфемериды третьих тел	JPL DE430
Твердые и полярные приливы	IERS2010
Океанические приливы	IERS2010, FES2004
Океанические полярные приливы	IERSE2010, Desai
Релятивизм	IERS2010, ОТО, эффект Лензе – Тирринга, прецессия де Ситтера
Давление солнечного излучения	Разбиение поверхности НКА на участки с заданной площадью, ориентацией, а также постоянными коэффициентами отражения и зеркальности
Атмосферное торможение	С заданным постоянным баллистическим коэффициентом. Расчет плотности атмосферы по модели NRLMSISE-00
Метод численного интегрирования	Метод Рунге – Кутты 4-го порядка
Уточняемые параметры	Три компоненты радиус-вектора НКА, три компоненты вектора скорости НКА, параметры фазовых неоднозначностей

уточнения орбиты использовались фазовые измерения, содержащие шум со среднеквадратическим отклонением 2 мм. Измерения моделировались с частотой 0.1 Гц. Также нужно уточнить,

что ПО Bernese не способно моделировать эффект начальных фазовых целочисленных неоднозначностей (только эффект пропуска циклов), поэтому с помощью ПО LOIS в наблюдения

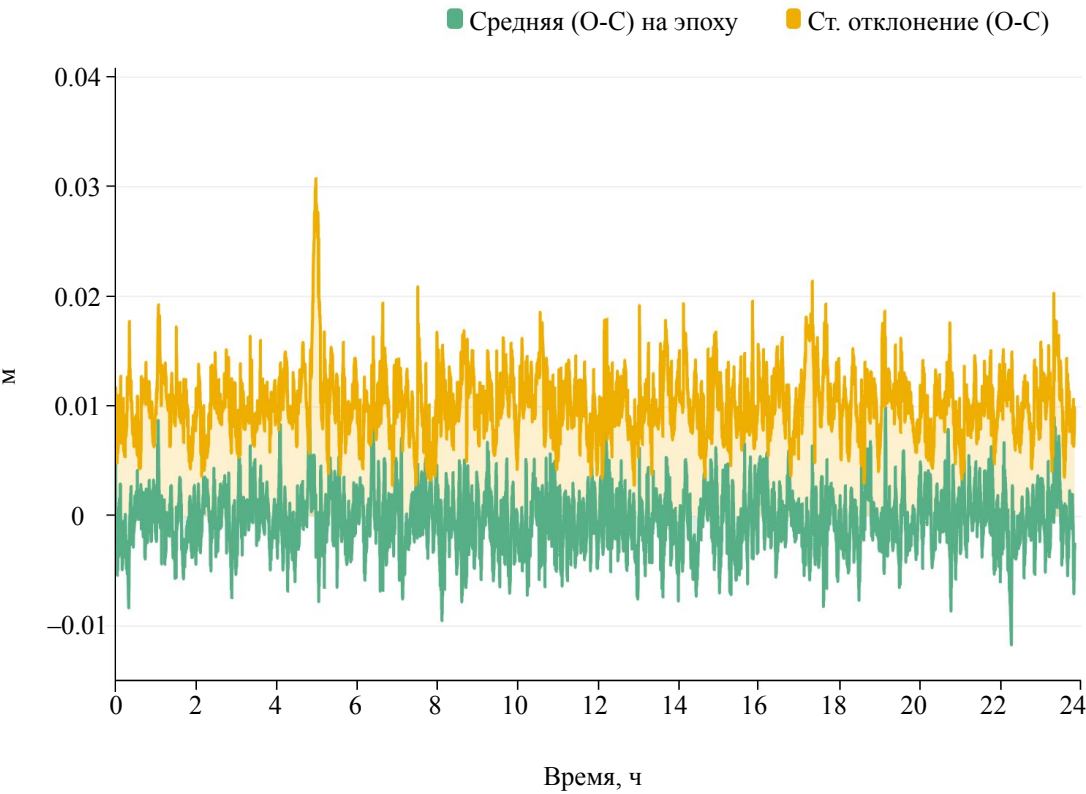


Рис. 3. Среднее невязок (О – С) эксперимента по определению орбиты спутника GRACE A по безионосферной комбинации синтетических фазовых измерений систем GPS/ГЛОНАСС.

были дополнительно введены случайные целочисленные параметры, постоянные для каждой дуги видимости НС. Таким образом, вектор уточняемых параметров в данном эксперименте содержал трехмерные координаты и скорости КА, а также параметры фазовых неоднозначностей. Поправки IFB / ISB считались нулевыми. Вместо определения ионосферного коэффициента использовалась безионосферная комбинация фазовых наблюдений. Ошибка часов НКА *GRACE-A* считалась нулевой, поскольку доступные пользователю измерения уровня 1В уже скорректированы за эту поправку.

В качестве критерия для сравнения двух моделей измерений можно использовать оценку невязок между синтетическими наблюдениями и непосредственно моделью измерений, так называемых ($O - C$) невязок. Однако их минимизация не гарантирует получения надежного баллистико-навигационного решения, поскольку одной и той же псевдодальности могут соответствовать разные наборы координат НКА. В связи с этим, следует также обратить внимание на расхождение уточняемых параметров с истинными. В качестве истинной орбиты спутника *GRACE-A* в настоящем исследовании использовалась оценка

орбиты Германского центра авиации и космонавтики. Кроме того, на основе данной оценки моделировались измерения в ПО Bernese.

На рис. 3 изображен график средних невязок ($O - C$). Под средней невязкой здесь понимается невязка, усредненная на каждую эпоху по всем НС. Таким образом одной эпохе соответствует одно число, характеризующее сигнал рассогласования модели измерений и наблюдений. Поскольку невязки могут иметь и положительные, и отрицательные значения, может случиться так, что отдельные невязки ($O - C$) будут иметь значительные величины, в то время как средняя невязка будет близка к нулю. Поэтому важно следить и за стандартным отклонением невязок на каждую отдельную эпоху. Средняя величина стандартного отклонения невязок ($O - C$) на временном интервале 1 сут. составляет 1 см. В некоторые эпохи невязки могут резко возрастать из-за появления новых НС с неизвестными параметрами фазовых неоднозначностей.

На рис. 4 приведен график трехмерного отклонения от эталонного местоположения НКА (модуль вектора невязки положения). Средняя невязка местоположения составляет 18 мм. Величина невязок ($O - C$) и трехмерного положения

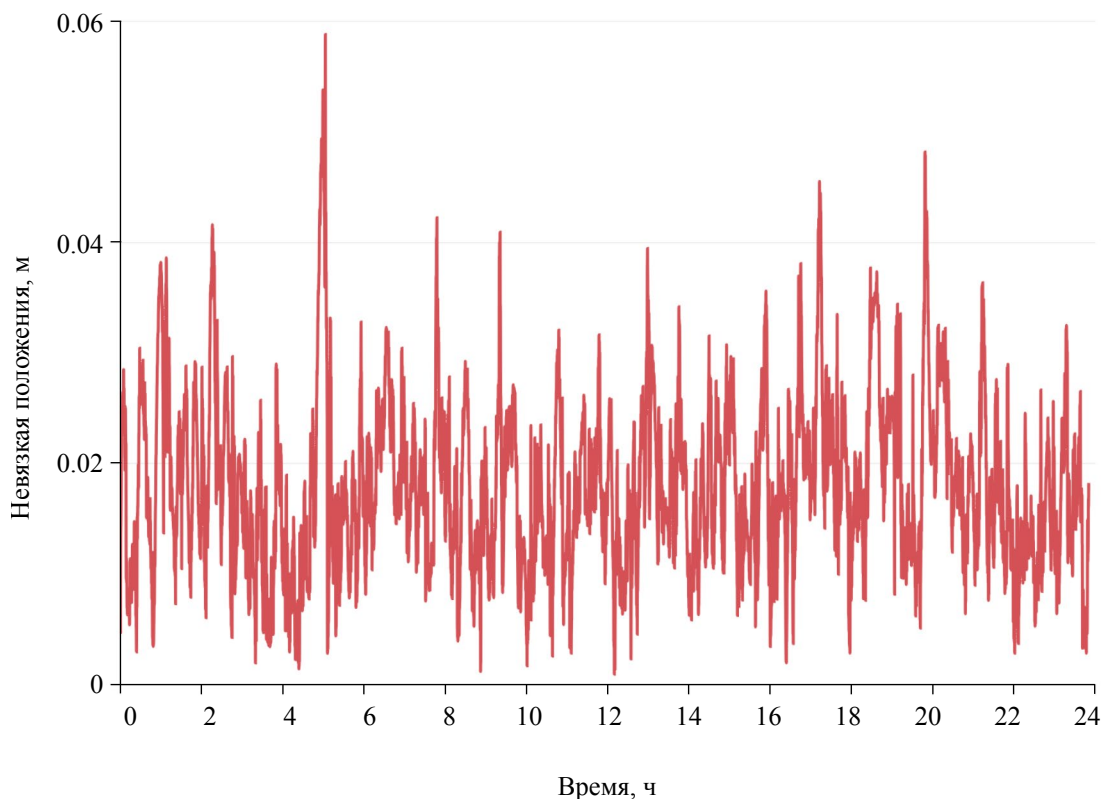


Рис. 4. Невязка трехмерного положения НКА эксперимента по определению орбиты спутника *GRACE A* по безионосферной комбинации синтетических фазовых измерений систем GPS/ГЛОНАСС.

может объясняться ошибками эфемерид НС и шумом измерений. Также не исключается рассогласование в моделях измерений ПО LOIS (обработка измерений), ПО Bernese (создание синтетических наблюдений) и Германского центра авиации и космонавтики, который предоставлял эталонную орбиту. Таким образом, сравнение разработанной модели с зарубежным программным обеспечением и реальной орбитой НКА показывает совпадение в пределах 1...2 см. Такая точность согласуется с другими зарубежными работами по уточнению орбит НКА с помощью ГНСС [25, 26].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе описан процесс построения расчетных значений комбинированных наблюдений глобальных навигационных спутниковых систем. Приводится описание основных формул и выражений для учета всевозможных эффектов модели наблюдений ГНСС. Описанная модель прошла тестирование в разработанном отечественном программном обеспечении для уточнения орбит космических аппаратов. Моделирование наблюдений прошло сравнение с зарубежным программным обеспечением в процессе эксперимента по уточнению орбиты космического аппарата *GRACE-A*. Среднее трехмерное отклонение местоположения НКА составило 18 мм.

Зарубежные работы по уточнению орбит НКА с помощью данных ГНСС опираются на одни и те же готовые программные обеспечения, не вдаваясь в подробности расчета тех или иных эффектов модели наблюдений. Описанная в данной работе модель позволяет исследователю самому включать или выключать различные эффекты, изучать их вклад в конкретном эксперименте, проводить высокоточное позиционирование космических аппаратов и валидацию результатов. Она будет крайне полезна для различных приложений, экспериментов, научных миссий и программных обеспечений, связанных с навигационными сигналами ГНСС.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стеблева И.В., Завгородняя Д.В., Куражова Ю.В. Проблемы и перспективы глобальной навигаци-

онной спутниковой системы. Методы, технологии, результаты и перспективы // Молодой ученый. 2017. Т. 13 (147). С. 92–94.

2. Dunn Ch., Bertiger W., Bar-Sever Y. et al. Instrument of Grace: GPS augments gravity measurements // GPS World. 2003. V. 14. P. 16–28.
3. Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Waskle E. GNSS. Global Navigation Satellite Systems. Springer, 2007. P. 546.
4. Воронецкий С.В., Зайчиков А.В., Фурсов А.А. Определение высокоточных параметров движения низкоорбитальных космических аппаратов по измерениям бортового ГНСС-приемника. Методы, технологии, результаты и перспективы // Вестник СГУГиТ (Сибирского государственного университета геосистем и технологий). 2019. Т. 24. № 3. С. 17–25. DOI: 10.33764/2411-1759-2019-24-3-17-25.
5. Миркин Е.А., Михайлов М.В., Орловский И.В. Навигация окололунных космических аппаратов по измерениям от навигационных систем ГЛОНАСС, GPS, GALILEO, BEIDOU // Гирокопия и навигация. 2019. Т. 27. № 3(106) С. 3–17. DOI: 10.17285/0869-7035.0005.
6. Иванов Н.М., Лысенко Л.Н. Баллистика и навигация космических аппаратов. М.: Дрофа, 2016.
7. Эльясберг П.Е. Определение движения по результатам измерений. М.: Наука, 1976.
8. Tapley B.D., Schutz B.E., Born G.H. Statistical Orbit Determination. Elsevier Academic Press, 2004.
9. Hyung Jin Rim, Yoon S.P., Schutz B.E. The GLAS Algorithm Theoretical Basis Document for Precision Orbit Determination (POD). Center for Space Research, The University of Texas at Austin, 2013.
10. Jin Sh., Cardellach E., Xie F. Introduction to GNSS // GNSS Remote Sensing Theory, Methods and Applications. Book series. 2014. V. 19.
11. Жаров В.Е. Сферическая астрономия. М.: ДМК ПРЕСС, 2022.
12. Wu Meifang, Wang Kan, Liu et al. Relativistic effects of LEO satellite and its impact on clock prediction // Measurement Science and Technology. 2023. V. 34. DOI:10.1088/1361-6501/acd545.
13. Zapevalin P., Zharov V., Novoselov A. Artificial neural network for star tracker centroid computation // Advances in Space Research. 2023. V. 71. Iss. 9. DOI:10.1016/j.asr.2022.11.023.
14. Zhong Jiahao, Le, Jiuhou, Dou Xiankang et al. Assessment of vertical TEC mapping functions for space-based GNSS observations // GPS Solutions. 2016. V. 20. Iss. 3. P. 353–362. DOI:10.1007/s10291-015-0444-6.
15. Wang Sicheng, Huang Sixun, Fang Hanxian et al. Evaluation and correction of the IRI2016 topside ionospheric electron density model // Advances in

- Space Research. 2016. V. 58. Iss. 7. DOI:10.1016/j.asr.2016.06.020.
16. *Petit G., Luzum B.* IERS conventions (2010). International Earth Rotation and Reference Systems Service Tech. Rep. DTIC Document. Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2010.
 17. *Kutschera M., Zajiczek W.* Shapiro effect for relativistic particles — testing General Relativity in a new window // *Acta Physica Polonica Series B*. 2009. V. 41. Iss. 6.
 18. *Nie W., Wusheng H., Pan Sh. et al.* Application of Independently Estimated DCB and Ionospheric TEC in Single-Frequency PPP // *Lecture Notes in Electrical Engineering*. 2014. V. 304. P. 239–254. DOI:10.1007/978-3-642-54743-0_21.
 19. *Prol F., Camargo P., Monico G. et al.* Assessment of a TEC calibration procedure by single-frequency PPP // *GPS Solutions*. 2018. V. 22. Art.ID. 35. <https://doi.org/10.1007/s10291-018-0701-6>.
 20. *Liu M., Yuan Yu., Huo X. et al.* Simultaneous estimation of GPS P1-P2 differential code biases using low earth orbit satellites data from two different orbit heights // *J. Geodesy*. 2020. V. 94. Iss. 12. Art. ID. 121. DOI:10.1007/s00190-020-01458-5.
 21. *Ge Yu., Weijin Qin, Cao Xi. et al.* Consideration of GLONASS Inter-Frequency Code Biases in Precise Point Positioning (PPP) International Time Transfer // *Applied Sciences*. 2018. V. 8. Art.ID. 1254. DOI:10.3390/app8081254.
 22. *Hong Ju, Tu Rui, Gao Ya. et al.* Characteristics of inter-system biases in Multi-GNSS with precise point positioning // *Advances in Space Research*. 2019. V. 63. Iss. 12. DOI:10.1016/j.asr.2019.02.037.
 23. *Zapevalin P., Zharov V., Zhamkov A.* LOIS — a Program for Refining the Orbits of Artificial Earth Satellites Using Global Positioning Systems // *Moscow University Physics Bulletin*. 2021. V. 76 . Suppl. 1. P. S110–S117. <https://doi.org/10.3103/S0027134922010118>.
 24. *Dach R., Andritsch F., Arnold D. et al.* Bernese GNSS Software Version 5.2. Bern: University of Bern, Bern Open Publishing, 2015. DOI:10.7892/boris.72297.
 25. *Yang Ya., Yue Xi., Yuan Ji.* GPS Based Reduced-Dynamic Orbit Determination for Low Earth Orbiters with Ambiguity Fixing // *International J. Aerospace Engineering*. 2015. Iss. 2. Art.ID. 723414. <https://doi.org/10.1155/2015/723414>.
 26. *Peter He., Hugentobler U., Springer T. et al.* Efficient precise orbit determination of LEO satellites using GPS // *Advances in Space Research*. 2002. V. 30. Iss. 2. P. 295–300. DOI:10.1016/S0273-1177(02)00298-3

УДК 629.7+533

ОСОБЕННОСТИ РАСШИРЕНИЯ СТРУЙ ЭЛЕКТРОРАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НА НИЗКОЙ ОКОЛОЗЕМНОЙ ОРБИТЕ

© 2024 г. Е. М. Твердохлебова*, А. Г. Корсун

АО «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения» (АО «ЦНИИмаш»),

Королев, Московская область, Россия

*katya.tverdokhlebova@gmail.com

Поступила в редакцию 23.08.2023 г.

После доработки 04.01.2024 г.

Принята к публикации 06.01.2024 г.

При решении задач о разлете плазменных струй электроракетного двигателя в космосе необходимо учитывать влияние магнитного поля Земли на формирование плазменного потока. В работе показано, что под воздействием геомагнитного поля плазменные струи приобретают на некотором расстоянии от источника специфические трехмерные формы, двояковыпуклые плазменные лепестки — «корсуноиды». Сила такого воздействия определяется параметром электромагнитного взаимодействия — параметром Ампера, равного отношению масштаба поперечных электромагнитных сил к градиенту давления.

DOI: 10.31857/S0023420624050022, EDN: IIDFDY

ВВЕДЕНИЕ

В ходе разностороннего изучения свойств плазменных потоков на заре космической эры (см., например, [1, 2]) были исследованы особенности влияния на их динамику собственного электрического поля и внешнего магнитного поля, а также процессы, которые позволяют кардинально влиять на потоки плазмы, управляя полями и токами в них (можно и ускорять, и тормозить поток [3], фокусировать или расширять его [4], и даже отклонять от первоначального направления [5, 4]).

В условиях космического полета реактивная струя электроракетного двигателя (ЭРД) истекает в среду с малой плотностью плазмы ионосферы и нейтралов собственной внешней атмосферы космического аппарата (КА). Расширение струи при этом не будет вполне свободным, так как струя и образующаяся в ней вторичная плазма имеют электрический контакт с корпусом аппарата и с проводящим фоном. В отличие от космических условий при работе ЭРД в вакуумной камере электрический контакт плазмы с проводящими стенками камеры очень плотный, в результате чего искажается распределение электрических потенциалов и токов в струе, следовательно, искажаются ее динамические характеристики.

Особенно это относится к периферийной части струи, где потоки вторичной плазмы, возникающей в результате взаимодействия плазмы струи с фоном (на три — четыре порядка более плотным, чем в космосе), непосредственно влияют на разлет первичной струи, на распределение потенциалов в ней и, в конечном счете, опять на динамические характеристики струи.

С учетом указанных электрофизических свойств плазменных потоков, при разработке модели разлета струи ЭРД основной задачей было принято максимально корректное описание распределения в струе электрических полей и токов применительно к условиям на борту КА [6, 7].

Для решения задачи разлета выхлопной плазменной струи ЭРД в космосе была использована система уравнений Брагинского применительно к двухкомпонентной плазме [8], позволяющая учитывать влияние электрических и магнитных полей (в частности, термоэлектронные и термомагнитные эффекты), а также электрических токов на динамику струи.

В общем случае движение гиперзвуковой струи ЭРД во внешнем магнитном поле описывается трехмерной системой уравнений. Для рационального, но достаточно корректного решения таких математически сложных задач была

использована гипотеза об автомодельности основного потока (двумерной или трехмерной конфигурации) и разработана так называемая SSM-модель (*англ.* Self-Similar Model) [9], которая дает возможность учитывать, в частности, процессы генерации электрических токов внутри струи. Автомодельность процессов весьма распространена в природе. Неоднократно было зарегистрировано, что реальные (неавтомодельные) распределения параметров разнородных явлений перестраивались затем в автомодельные [10]. Это свойство, как показано в работе [8], обнаружено и у струй ЭРД.

Результаты расчетов по упомянутой модели параметров струй в вакуумных стендах были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными при испытании различных типов двигателей: холловских, ионных, дуговых. В работах [10, 11] показано, что SSM-модель более корректно, чем многие другие, описывает параметры плазмы в периферийных зонах струи. Проведенное сопоставление дает возможность сделать и другой вывод: раз параметры струй разных двигателей, различающихся и мощностью, и расходом, и удельным импульсом, одинаково точно описываются SSM-моделью, гипотеза об автомодельности течения в струях ЭРД справедлива. Особенно наглядно это проявляется в том, что, согласно экспериментальным данным, течение струй, имеющих геометрические особенности в начальном сечении (например, шестигранная струя ионного двигателя [12] или полая струя холловских двигателей [13]) на расстояниях уже 2...3 калибров превращается в автомодельное течение.

Таким образом, широко распространенное в природе свойство автомодельности (от микрокапиллярных потоков до ядерного взрыва [14]) наличествует и в частном случае струи плазмы, создаваемой ЭРД.

РАЗЛЕТ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ВАКУУМЕ

В отличие от разлета газовых струй на расширение плазменных струй в вакууме влияют не только начальные условия и процессы столкновений частиц плазмы, но и внутреннее, самосогласованное электрическое поле. Величина напряженности внутреннего электрического поля определяется градиентами концентрации и температуры плазмы, внешним магнитным полем и токами в плазме. В разреженной плазме на распределение этих полей существенное влияние

оказывает электронная теплопроводность, а также термоэлектрические и термомагнитные эффекты. В результате величина и распределение электрических полей в струе существенно отличаются от распределения Больцмана, часто используемого в системе уравнений динамики плазменных выхлопов (см., например, [15, 16]). Ионы ускоряются этим полем преимущественно в направлениях, соответствующих максимальным значениям градиентов (например, поперек узкой струи или вдоль направления теплового потока и т.д.). В результате плотность вещества в периферийной части плазменной струи оказывается относительно большей, чем в струях идеальных газов с теми же начальными параметрами.

На начальной стадии разлета выхлопа магнитное поле слабо влияет на распространение плазмы, и разлет ее носит инерционный характер. По мере расширения выхлопа скорость движения плазмы поперек магнитного поля Земли **V** замедляется до скорости поперечной диффузии. Разлет вдоль поля **V** определяется самосогласованным электрическим полем и немного ускоряется. Разность скоростей вдоль и поперек поля **V** в результате сказывается на конфигурации искусственных плазменных образований (ИПО), приобретающих специфические удлиненные формы, следуя направлению магнитного поля Земли.

Начальный участок выхлопных струй имеет осесимметричную форму. Конфигурация дальней зоны струи будет определяться углом α — углом между векторами скорости струи **V** и геомагнитного поля **B** (это относится к струям, инжектированным на околоземной орбите, где магнитное поле достаточно сильное). Если плазменная струя истекает вдоль силовой линии ($\alpha = 0^\circ$), то она имеет вид длинной узкой спицы, поперечный размер которой намного меньше характерного продольного, т.е. $a \ll l$. Когда струя истекает поперек силовых линий ($\alpha = 90^\circ$), дальняя ее часть приобретает форму лепестка, сплюсненного в направлении $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$.

На рис. 1 показаны конфигурации ИПО для разных значений углов α . Такие ИПО, чувствительные к направлению истечения относительно магнитного поля Земли, специалисты называют «курсуноидами» по имени автора — Анатолия Григорьевича Корсуна, первым получившего математическое описание динамики плазменных струй ЭРД на околоземной орбите [17–19].

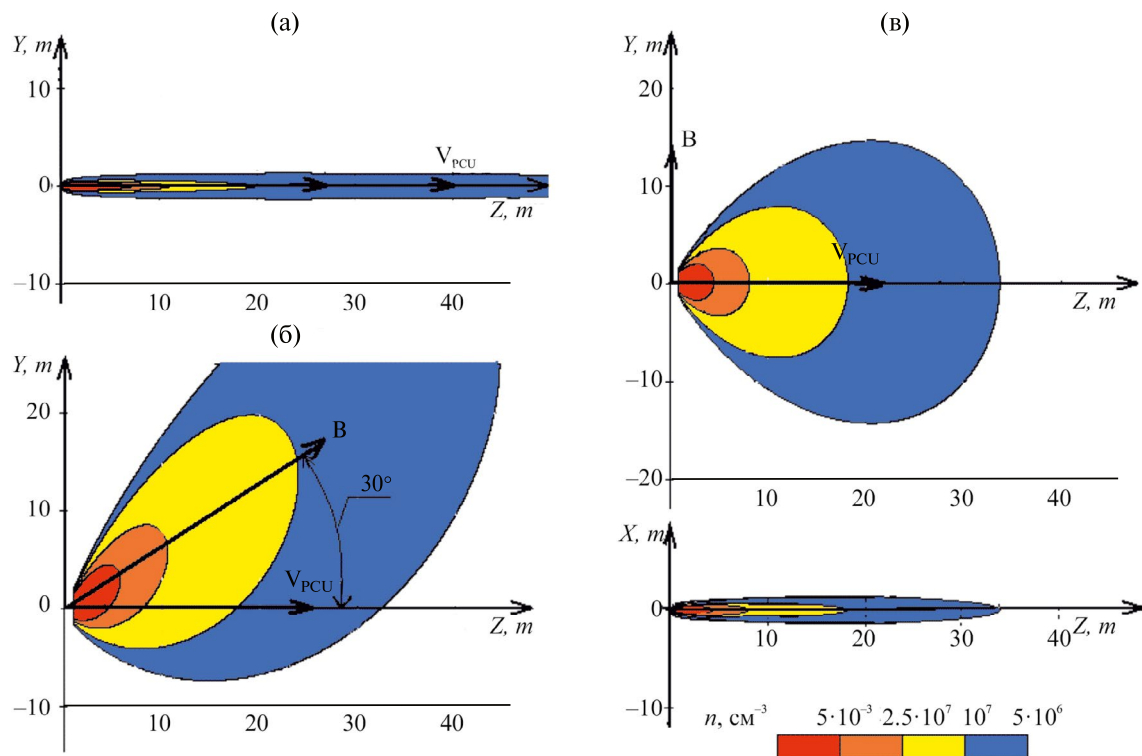


Рис. 1. Конфигурация ИПО для разных значений угла α : (а) $\alpha = 0$, струя истекает вдоль магнитного поля; (б) $\alpha = 30^\circ$, струя истекает под углом к магнитному полю; (в) $\alpha = 90^\circ$, струя истекает поперек магнитного поля (внизу справа показана другая проекция корсуноида).

ВЛИЯНИЕ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАЗЛЕТ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

Воздействие поля $\mathbf{B}$ на плазменный выход определяется электрическими токами j , генерируемыми в плазме под воздействием поля поляризации $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ($\mathbf{v}$ — локальная скорость плазмы). Если концентрация плазмы в выходе не сильно превышает концентрацию ионосферного фона, то токи j замыкаются преимущественно через фоновую плазму, поляризация в плазме снимается на небольшом расстоянии. Этот режим расширения плазмы рассмотрен в публикациях [20, 21]. В настоящей работе решается задача о динамике достаточно мощных и плотных струй, на динамику которых ионосферная плазма не влияет.

В струях, генерируемых ЭРД, плазма практически полностью ионизована (степень ионизации $\alpha > 0.95$). Поэтому влияние малого потока нейтралов на характеристики основного потока в космических условиях пренебрежимо мало [22, 15].

Энергия ускоренных ионов обычно много больше температуры электронов и разброса

ионов по энергиям, поэтому число Маха велико ($M^2 \gg 10$). Поток плазмы хорошо сфокусирован, т.е. его расходимость минимальна. В ускорительном канале в зоне электрического разряда и на начальном участке струи, где происходит взаимодействие пучка ускоренных ионов с медленной плазмой нейтрализатора и вторичной плазмой, возникают разнообразные неустойчивости [23] и генерируются интенсивные колебания [24–26]. Многие типы подобных пучково-плазменных колебаний эквивалентны эффективным столкновениям [1] электронов и ионов. Поэтому для описания динамики потока в выходном факеле ЭРД вполне оправдано применение континуального приближения.

С целью расчета расширения струи была использована система уравнений Брагинского, описывающая динамику полностью ионизованной плазмы [8]. В этих уравнениях учтено влияние электрических и магнитных полей, а также электрических токов на динамику струи. В частности, приняты во внимание термоэлектронные и терромагнитные эффекты. Члены в уравнениях переноса импульса и энергии связаны

соотношениями Онзагера, что обеспечивает существование автомодельных решений применительно к разнообразным потокам плазмы [27–29].

Решения системы Брагинского относительно двухмерных плазменных струй получены в автомодельном виде [30, 7].

Характер течения струи определяют следующие критерии:

$$M = \left(\frac{m_i u^2}{\gamma T} \right)^{1/2} \text{ — число Маха;}$$

$$S = \frac{\sigma u^2 B^2 \pi a^3}{\gamma \dot{N} T} \text{ — параметр магнитного взаи-}$$

модействия (параметр Ампера), характеризующий влияние магнитного поля на струю (при $S < 1$ — магнитное поле не влияет на динамику плазменной струи, а при $S > 1$ — влияние сильно);

$\Pi = \frac{\pi a T_e \sigma}{\dot{N} e^2}$ — параметр, характеризующий ответственную роль процессов переноса в плазме, в частности, ее теплопроводность (при $\Pi < 1$ — струя расширяется адиабатически, а при $\Pi > 1$ — изотермически);

$Kn_e = \frac{\lambda_{CEX} a'}{a}$ — аналог числа Кнудсена, характеризующий эффективность перезарядки ионов пучка на нейтралах фона.

В приведенных выше выражениях использованы следующие обозначения: σ — проводимость

плазмы; T — температура, $T = T_e + T_i$; u — скорость; $a = a(x)$ — характерный поперечный размер струи; $\dot{N}$ — расход ионов; B — индукция магнитного поля; m_i — масса иона; e — заряд; γ — показатель адиабаты; λ_{CEX} — длина пробега иона до перезарядки.

Для упрощения исходной, довольно сложной, системы уравнений используются три малых параметра

$$\frac{1}{M^2} \ll 1 \text{ — поток гиперзвуковой;}$$

$a' = \frac{da}{dx} \ll 1$ — поток узкий и слабо расходящийся;

$\frac{1}{Kn_e} \ll 1$ — перезарядка на фоновых нейтралах слабо влияет на динамику струи.

Из условия малости этих параметров следует, что продольные градиенты основных характеристик струи значительно меньше, чем поперечные. В частности, различие влияния на динамику струи тепловых потоков поперек и вдоль струи может быть значительно.

Характерные значения критериев струй ЭРД, инжектированных на геостационарной орбите и в стенде с хорошим вакуумом, следующие: $S \gg 1$, $M^2 \gg 1$, $\Pi \geq 1$, $Kn_e \gg 1$.

Применительно к этим условиям система уравнений Брагинского выглядит так:

$$\begin{cases} \nabla(nu) = 0; \nabla(nu - j/e) = 0, \\ mnu \nabla u + \nabla n T_i = -en \nabla \phi - \frac{en}{\sigma} j + \beta n \nabla T_e, \\ \nabla n T_e = en \nabla \phi + \frac{en}{\sigma} j - \beta n \nabla T_e, \\ \frac{3}{2} nu \nabla T_i = en \nabla \phi + n T_i \nabla u + \nabla Q_i = \frac{3n^2 e^2}{m\sigma} (T_e - T_i), \\ \frac{3}{2} n(u - j/e) \nabla T_e + n T_i \nabla(u - j/e) + \nabla Q_e = -\frac{3n^2 e^2}{m\sigma} (T_e - T_i) + \frac{j^2}{\sigma}, \end{cases} \quad (1)$$

где $n_i = n_e = n$ — концентрации компонентов плазмы; $j = en(u - u_e)$ — плотность электрического тока; ϕ — электрический потенциал; Q_i и

Q_e — плотности потока энергии; $\beta = 0.7$ — численный коэффициент термосилы.

Автомодельное решение системы плазмодинамических уравнений, описывающее

осесимметричную двумерную струю в цилиндрической системе координат (x, r) , ищется в виде:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_c(x) \cdot y(\eta), w = u da/dx\eta, \eta = \frac{r}{a}, \\ T &= T_c(x)\tau(\eta), nu = \frac{\dot{N}v}{\pi a^2}\zeta(\eta), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где u, w — компоненты скорости вдоль координат x и r соответственно; η — автомодельная переменная; индекс c обозначает ось струи.

Система уравнений в частных производных (1) при выполнении условия разделения переменных x и η сводится к двум системам обыкновенных дифференциальных уравнений относительно функций $\zeta(\eta)$, $\tau(\eta)$, $y(\eta)$ и функций $a(x)$, $u_c(x)$, $T_c(x)$.

Будем считать, что $\zeta(0) = y(0) = \tau(0) = 1$, а v — численный множитель, определяемый условием $\int_0^a nu 2\pi r dr = \dot{N}$ или $v^{-1} = \int_0^a \zeta 2\eta d\eta$.

В случае адиабатического течения ($\Pi \ll 1$) с пренебрежимо малым джоулевым тепловыделением, система упрощается. При подстановке в такую систему (1) соотношений (2) уравнение неразрывности потока удовлетворяется тождественно, а остальные принимают вид

$$\frac{mu'_c}{a^2} + \frac{T_c}{u_c a^2} \frac{a'}{a} C_1 \eta^2 = - \left(\frac{T_c}{u_c a^2} \right)' \frac{\tau}{y^2},$$

$$\frac{mu_c a}{T_c} (u_c a')' = - \left(\zeta \frac{\tau}{y} \right)' \frac{1}{\eta y \zeta} = C_1,$$

$$\frac{T_c}{a^2} \left(T_c^{\frac{1}{\gamma-1}} u_c a^2 \right)' \zeta \tau = 0.$$

В первом из них автомодельные переменные разделяются, если выполняются два равенства:

$$\frac{mu'_c}{a^2} = - \left(\frac{T_c}{u_c a^2} \right)' = \frac{T_c}{u_c a^2} \frac{a'}{a} C_1.$$

Первое соотношение является очевидным при $\eta = 0$, а второе оказывается дополнительным, необходимым для разделения переменных, т.е. для обеспечения автомодельности двумерного течения. В результате получаем четыре уравнения для трех функций $u_c(x)$, $T_c(x)$ и $a(x)$:

$$\frac{mu_c^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} T_c = \text{const}, \quad \frac{mu_c a}{T_c} (u_c a')' = C_1,$$

$$T_c^{\frac{1}{\gamma-1}} u_c a^2 = \text{const}, \quad \frac{T_c}{u_c} a^{(C_2-1)} = \text{const},$$

где C_1 и C_2 — константы разделения переменных x и η .

Дополнительное соотношение может быть тождественным уравнению адиабаты, если $u_0 = \text{const}$. Это условие выполняется при гиперзвуковом истечении плазмы, так как в этом случае при расширении струя достигает предельной скорости

$$u_m^2 = u_0^2 M_0^{-2} (\gamma - 1)^{-1}.$$

Константа разделения $C_2 = 2\gamma$. Отсюда для определения трех функций $\zeta(\eta)$, $\tau(\eta)$ и $y(\eta)$ получается только два соотношения

$$\zeta y = \left(1 + \eta^2 \frac{C_1}{C_2} \right)^{-\left(\frac{C_2+1}{2} \right)}, \quad \frac{\tau}{y^2} = 1 + \frac{C_1}{C_2} \eta^2.$$

Формулы компактны при $C_1 = C_2$, что эквивалентно определению a как такого значения радиуса, при котором

$$\frac{nT}{n_c T_c} = \frac{\zeta \tau}{y} = 2^{-\gamma}, \quad \frac{nu^2}{n_c u_c^2} = \zeta y = 2^{-(\gamma+1)}.$$

Итак, параметры струи изменяются вдоль оси следующим образом:

$$u_c = u_m; T_c a^{2(\gamma-1)}, mu_m^2 a a'' = 2\gamma T_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{2(\gamma-1)}.$$

Поперечные зависимости, характеризующие адиабатическое течение, имеют вид:

$$\frac{nu^2}{n_c u_c^2} = \zeta y = \left(1 + \eta^2 \right)^{-(\gamma+1)},$$

$$\frac{nT}{n_c T_c} = \frac{\zeta \tau}{y} = \left(1 + \eta^2 \right)^{-\gamma}.$$

Применительно к электроракетным двигателям типа ДАС (двигатель с анодным слоем) и СПД (стационарный плазменный двигатель) мощностью большей 1 кВт на некотором расстоянии от ускорителя в струе выполняются соотношения $\Pi \gg 1$. Поэтому течение в ней описывается изотермическим вариантом системы (1). Автомодельное решение получено аналогичным способом. Оно имеет вид:

$$T = T_0, M_0^2 = \frac{mu_0^2}{\gamma T_2}, \frac{u}{u_0} = \left(\frac{a}{a_0}\right)^{2-C},$$

$$\varsigma y = \left(1 + \eta^2\right)^{1+\frac{C}{2}},$$

$$\left(\frac{u}{u_0}\right)^2 = 1 + \frac{2}{\gamma M_0^2} \ln \frac{ua^2}{u_0 a_0^2}, y^2 = \left(1 + \eta^2\right)^{-1}, \tau = 1,$$

$$(a')^2 = \left(a_0'^2 + \frac{2C}{\gamma M_0^2} \ln \frac{a}{a_0}\right) \frac{u_0^2}{u^2}, C = 2\left(1 - \frac{1}{\gamma M_0^2}\right).$$

Система уравнений, описывающая течение вдоль геомагнитного поля полностью ионизованной плазмы в цилиндрической системе координат z, r, θ имеет следующий вид [7]:

$$j_\theta B - T \frac{\partial u}{\partial r} = 0, T = T_e + T_i, \frac{\partial nu}{\partial z} + \frac{\partial rnv}{r \partial r} = 0,$$

$$\frac{3}{2} \nabla(n \vec{V} T) + n T \nabla \vec{V} = \frac{j_\theta^2}{\sigma_\perp} - \frac{\vec{j} \vec{R}_T}{en} + \nabla \vec{q},$$

$$m_i n u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial n T}{\partial z},$$

$$j_\theta = -\sigma_\perp v B, \sigma_\perp = \sigma_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2},$$

где u и v — компоненты скорости потока $\vec{V}$ вдоль осей z и r , R_T — термосила [8].

Если же струя направлена вдоль оси X , а магнитное поле вдоль оси Z , то в декартовой системе координат уравнения, описывающие динамику плазмы поперек магнитного поля, имеют вид [7]:

$$\nabla(nV) = 0, m_i n \nabla(V)u = - \frac{\partial n T}{\partial x} + j_y B,$$

$$\frac{\partial n T}{\partial y} + j_x B = 0, m_i n \nabla(V)w = - \frac{\partial n T}{\partial z},$$

$$j_x = \sigma_\perp v B, \sigma_\perp = \sigma_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}, \nabla \vec{j} = 0,$$

$$\frac{3}{2} n V \nabla(T) + n T \nabla V = \frac{j^2}{\sigma_\perp} + \frac{\vec{j} \vec{R}_T}{en},$$

где u, v, w — компоненты скорости течения плазмы $\vec{V}$ по осям x, y, z соответственно; R_T — термосила [8].

Автомодельные решения для этих случаев находятся аналогично, как для случая инерционного разлета. Для всех случаев течений в исследовании [7] получены, в частности, зависимости поперечного размера струи вдоль по потоку и поверхности изоконцентральных.

По мере расширения струи, истекающей в пустое пространство, давление в ней падает и на некотором расстоянии от источника становится равным магнитному давлению. Разлет струи можно условно разделить на три стадии: $S < 1$, $S \sim 1$ и $S > 1$, каждая из которых имеет свои особенности.

На начальной стадии разлета выхлопа, пока $S < 1$, магнитное поле практически не влияет на распространение плазмы, и разлет ее носит инерционный характер. Анализ этой стадии изложен в работе [9]. По мере расширения выхлопа S возрастает, и в некоторой точке $x = x_B$ расширение плазмы поперек магнитного поля замедляется до скорости поперечной диффузии плазмы в магнитном поле $\vec{B}$. Скорость же распространения вдоль поля $\vec{B}$ равна скорости одномерного инерционного разлета. В результате разность этих скоростей сказывается на конфигурации плазменных выхлопов.

На рис. 2 приведены результаты расчета формы струи в зависимости от величины параметра Ампера. На рисунке внизу показана в безразмерном виде конфигурация плазменной струи, истекающей вдоль магнитного поля. Масштабом линейных размеров служит начальный поперечный размер струи a_0 . На рис. 2 зависимость $a(x)$ — это изменение поперечного размера струи, замкнутые кривые — это изоконцентрали $n = \text{const}$.

Перестройка течения происходит на малом участке близи $x = x_B$, где параметр магнитного взаимодействия $S \sim 1$. Скорость струи здесь не-

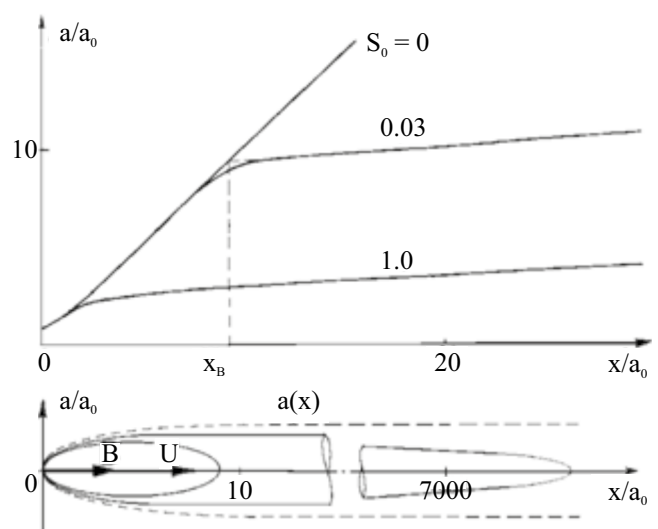


Рис. 2. Перестройка течения под действием магнитного поля.

сколько падает, а температура плазмы увеличивается [17].

Если струя истекает поперек магнитных силовых линий ($\alpha = 90^\circ$), то поверхности изоконцен-тралей приобретают вид лепестка, плоскость симметрии которого параллельна векторам $\vec{V}$ и $\vec{B}$ (см. рис. 1). Возникающая в струе система токов сжимает ее в направлении $\pm Y \parallel [\vec{V} \times \vec{B}]$ и тормозит по оси $X \parallel \vec{V}$. Потоки ионов поперек плоскости лепестка при $x > x_B$ и $r > r_B$ много меньше, чем при коническом разлете, но вдоль $\vec{B}$, т.е. параллельно плоскости плазменного лепестка, они несколько больше. Для таких плазменных образований характерно, что поперечный градиент концентрации плазмы много больше продольного градиента, $\nabla_\perp n \gg \nabla_\parallel$, а изменение концентрации n вдоль струи слабо ($n \sim x^{-1/2} \div n \sim x^{-10/9}$).

Зону струи, не возмущенную геомагнитным полем, можно ограничить двумя размерами:

$$x < x_B \cong \left(\frac{\dot{N} T k^2}{\sigma_c u_c B^2 \pi} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad r < r_B \cong \left(\frac{\dot{N} T \sqrt{k}}{\sigma_c u_c^2 B^2 \pi} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Например, для струи стационарного плазменного двигателя и двигателя с анодным слоем киловаттного класса (СПД-100 и ДАС Д-55) с параметрами: средняя скорость потока $u_c = 17000$ м/с, расход ионов $\dot{N} = 2 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$, температура электронов $T = 2 \text{ эВ}$, проводимость $\sigma_c = 1000 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, расходимость $k = 26$ [22, 15],

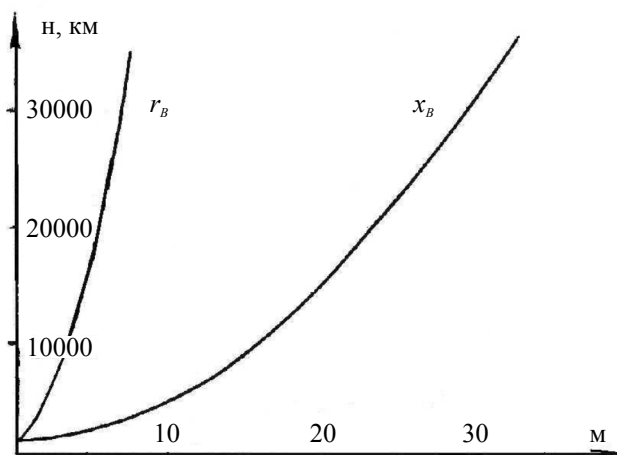


Рис. 3. Границы влияния геомагнитного поля на разлет плазменной струи ДАС Д-55 или СПД-100 в зависимости от высоты орбиты.

созданную на геостационарной орбите, где индукция магнитного поля Земли невелика, $B = 170 \text{ нТл}$, получим $x_B \cong 39 \text{ м}$ и $r_B \cong 8 \text{ м}$. За пределами зоны, ограниченной размерами x_B и r_B , внешнее магнитное поле изменяет характер распределения параметров в струе.

Геометрический предел влияния геомагнитного поля на разлет плазмы в зависимости от высоты орбиты представлен на рис. 3. Графики построены для струи холловского источника плазмы мощностью 1.35 кВт. Показана зависимость продольного размера x_B от высоты орбиты (или, другими словами, от величины внешнего магнитного поля) и поперечного размера струи r_B .

Из рис. 3 видно, что на высотах 300...3000 км невозмущенная зона струи имеет размеры $x_B \sim 2...3 \text{ м}$ и $r_B \sim 0.5...1 \text{ м}$, а на геостационарной орбите $x_B \sim 40 \text{ м}$ и $r_B \sim 6 \text{ м}$.

ОСНОВНЫЕ ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СТРУИ ЭРД — МОДЕЛИ «КОРСУНОИДА»

Наиболее распространенные математические модели выхлопной плазменной струи основаны на гипотезе о коническом разлете дальней зоны струи в вакууме. При таком рассмотрении основные параметры струи: j_i — плотность потока ионов и ϵ_i — полная энергия ускоренных ионов, в полярных координатах (r, θ) выражаются следующим образом:

$$j = j_c \frac{r_0^2}{r^2} f_1(\theta), \quad \epsilon_i = \epsilon_c f_2(\theta) \quad (3)$$

Здесь j_c, ϵ_c — значения на оси струи.

Исходя из этой модели, при испытаниях ЭРД в вакуумной камере измеряются поперечные распределения в струе $j(\theta), \epsilon(\theta)$ на некотором тестовом расстоянии $r = r_0$ (обычно $r_0 = 1 \text{ м}$). Определенные таким образом функции $f_1(\theta)$ и $f_2(\theta)$ используются для расчетов на любых больших расстояниях.

Аналогичная логика присутствует во многих теоретических работах (см. например [14, 31, 26]). Расчеты проводятся для начального участка струи от выходного сечения двигателя $r = 0$ до некоторого расстояния $r = r_0$. В этих работах в математическое описание включены весьма сложные и трудоемкие кинетические

процессы в струе, учитывающие взаимодействие нескольких компонентов плазмы: одно- и двухзарядные ионы, нейтралы, электроны. Трудоемкость этих расчетов возрастает во много раз по мере все более детального описания распределения параметров в начальном сечении. Применительно к струям двигателей ДАС и СПД такой «детализацией» является то, что поток гиперзвуковой и имеет полость вблизи оси. Результаты этих расчетов, равно как и результаты наземных экспериментальных исследований, показывают [10, 11] и ссылки на литературу в них], что упомянутые нелинейные эффекты существенно влияют на характеристики струи только на ее начальном участке, размером в несколько калибров (практически $r < r_0 \sim 1\text{м}$). Поэтому считается, что за пределами этого начального участка можно пользоваться соотношениями (3).

Конические течения действительно реализуются в сверхзвуковых струях нейтральных газов, истекающих в вакуум [14]. Физическая причина такого свойства потока разреженного газа состоит в отсутствии дальнедействующих сил между нейтралами. Принципиальное отличие потоков плазмы в том, что в плазме есть дальнедействующие электрические силы. Даже в весьма разреженной неоднородной плазме возникают значительные электрические поля и токи.

Основное отличие математической модели струи, разработанной А.Г. Корсуном, состоит в корректном учете согласованных электрических полей и токов на все свойства струи (динамические, тепловые, электрофизические). При рассмотрении задачи о воздействиях плазменной струи на КА и его системы основное внимание в математическом описании потока уделяется особенностям движения струи в дальней зоне ($r \gg 1\text{м}$). Поэтому, чтобы не «перегружать» расчеты, некоторые процессы, происходящие на начальном участке струи, не рассматриваются. (Как правило, за пределами начального участка влияние многих процессов на дальнейшую динамику струи мало.) Начальные данные, необходимые и достаточные для расчетов, берутся из экспериментальных измерений, многократно и тщательно выполненных практически для всех популярных типов ЭРД, на расстоянии $\sim 1\text{м}$ от среза двигателя [см., например, 12, 15, 23, 24].

Имеющиеся в задаче параметры малости $\frac{1}{M^2} \ll 1$ и $\frac{da}{dx} \ll 1$, позволяют получить автоматическое решение для трехмерной гиперзвуковой, узкой, теплопроводной струи, истекающей в вакуум.

О физической природе плазменной струи ЭРД, согласно наземным и летным экспериментальным данным, можно сказать следующее. Поток в струе существенно неконический. Струя по мере удаления от ЭРД под действием самосогласованного электрического поля ускоренно расширяется. Этот эффект особенно заметен в дальней зоне струи (для двигателя СПД-100 $x > 1\text{м}$), в которую могут попадать выступающие элементы конструкции КА (параболические зеркала радиоантенн, панели солнечных батарей и др.) с характерным размером порядка 10м . Плотность потоков импульса и энергии на периферии струи гораздо больше, чем это предполагает модель конического разлета. Соответственно и воздействие струи на элементы КА (силовое, тепловое, эрозионное) происходит значительно интенсивнее.

В узкой слаборасходящейся струе напряженность электрического поля E в радиальном направлении много больше, чем в продольном ($E_r \gg E_x$). Такое поле воздействует на пучок ионов, имеющих начальный разброс по продольным и поперечным скоростям, как электростатический сепаратор: ионы с меньшей начальной энергией больше отклоняются вдоль r , вытесняются на периферию струи и там доускоряются. Этот эффект сильнее проявляется при $x > 1\text{м}$, поэтому в стендовых экспериментах не регистрируется.

Вблизи поверхностей КА, обтекаемых плазмой, возникают тонкие дебаевские слои, характеризующиеся значительным падением потенциала $\Delta\phi_d$. Ионы в этих слоях дополнительно ускоряются в направлении нормали к бомбардируемой поверхности. Этот эффект дает заметный вклад в силовое, эрозионное и тепловое воздействие струи ЭРД на элементы КА.

Вблизи ЭРД струя генерирует облако вторичной плазмы, разлетающееся во всех направлениях и обтекающее все близлежащие участки корпуса КА или вакуумного стенда. Горячие электроны из разряда двигателя (СПД или ДАС) через эту плазму поступают на корпус и создают значительную разность потенциала $\phi_k > \Delta\phi_d$ между струей, КА и окружающей КА плазмой.

Под действием разностей электрических потенциалов, генерируемых и в плазме, и на различных обтекаемых ею участках проводящих поверхностей возникают электрические токи. Пути замыкания плазменных токов через проводящие поверхности стенда или КА существенно влияют на электрофизические и тепловые

характеристики струи. Эти эффекты определяют отличия характеристик струй в вакуумной камере и в космосе.

ВЫВОДЫ

Геомагнитное поле влияет на расширение струй электрических ракетных двигателей. На низких и средних орбитах это влияние начинает сказываться с расстояний $x_B \sim 2...3$ м и $r_B \sim 0.5...1$ м, а на высоких орбитах необходимо учитывать влияние магнитного поля только на радиальные потоки ионов, начиная с $r_B \sim 5$ м.

Геомагнитное поле уменьшает поперечные потоки ионов в направлении перпендикулярно **В** по сравнению с инерционным разлетом, но они несколько возрастают вдоль **В**.

Распределение электрических потенциалов и токов в струе зависит от возможности их «закачивания» вне струи. Такая возможность обуславливается, например, плотностью фоновой плазмы или наличием металлических стенок вблизи струи. Соответственно, от этих условий зависит и степень влияния слабого внешнего магнитного поля на распределение параметров внутри выхлопной плазменной струи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вопросы теории плазмы / под ред. Леонтовича М.А. М.: Госатомиздат, 1963. вып. 2.
2. Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М.: Госатомиздат, 1963.
3. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физиздат, 1963.
4. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Элементы динамики потоков в ЭРД. М.: Атомиздат, 1978. Т. 1.
5. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Вып. 1.: (доклады I конференции по физике плазмы и проблеме управляемых термоядерных реакций) / АН УССР. Физико-технический ин-т / отв. ред. К.Д. Синельников. Киев: Изд-во АН УССР, 1962. 176 с.
6. Gabdullin F.F., Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M. et al. The Plasma Plume of the ISS Plasma Contactor Unit under the Effect of the Geomagnetic Field // Proc. 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy. 2007. Art. ID. IEPC-2007-049.
7. Корсун А.Г. Твердохлебова Е.М., Надирадзе А.Б. и др. Вопросы защиты космических аппаратов от электрофизического воздействия. Системная баллистика и эффективность космических систем дистанционного зондирования земли. М.: ЭНЦИТЕХ, 2012. С. 10–236.
8. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы / под ред. Леонтовича М.А. М.: Госатомиздат, 1963. Т. 1. С. 183–272.
9. Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M. The Characteristics of the EP Exhaust Plume in Space // Proc. 33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit. Seattle, WA, USA. 1997. <https://doi.org/10.2514/6.1997-3065>.
10. Габдуллин Ф.Ф., Корсун А.Г., Твердохлебова Е.М. Сопоставление теоретических моделей плазменных струй электрореактивных двигателей с экспериментальными данными // Теоретические и экспериментальные исследования вопросов общей физики. Под ред. акад. Н.А.Анфимова. М.: ЦНИИмаш, 2006. С. 40–70.
11. Korsun A.G., Borisov B.S., Tverdokhlebova E.M. et al. Comparison between Plasma Plume Theoretical Models and Experimental Data // 26th International Electric Propulsion Conf. Kitakyushu, Japan. 1999. Art.ID. IEPC-99-221.
12. Advanced Interplanetary Missions Using Nuclear-Electric Propulsion. Report of Joint Study Group. 1st Institute of Physics, University of Giessen, Germany, 1995.
13. Kim S.-W., Foster J.E., Gallimore A.D. Very-Near-Field Plume Study of a 1.35 kW SPT-100 // 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Orlando, FL, 1996. Art.ID. AIAA 96-2972.
14. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967. Вып. 5.
15. Бишаев А.М., Калашников В.К., Ким В. и др. Численное моделирование плазменной струи СПД, распространяющейся в среде низкого давления // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 11. С. 923–928.
16. Boyd I. A Review of Hall Thruster Plume Modeling // J. Spacecraft and Rockets. 2000. V. 38. Iss. 3. DOI: 10.2514/6.2000-4662000.
17. Корсун А.Г. Влияние внешнего магнитного поля на истечение струи низкотемпературной плазмы в вакуум // Ракетно-космическая техника. Научно-технический сборник. Сер. 15. 1990. Вып. 4. ГОНТИ № 1. С. 24–30.
18. Корсун А.Г., Твердохлебова Е.М. Габдуллин Ф.Ф. Динамика искусственных плазменных образований в космосе // Модель космоса. Т. II. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. М.: Книжный дом Университет (КДУ), 2007. С. 918–944.
19. Korsun A.G. Radial expansion of exhaust plasma plume of electric thruster // 24th International Electric Propulsion Conference. Moscow. 1995. Art. ID. IEPC-95-154.
20. Розанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частичноионизованной плазме. М.: Энергоиздат, 1988.
21. Розанский В.А. Теория плазмы, СПб: Лань, 2012.

22. *Myers R.M., Manzella D.H.* Stationary Plasma Thruster Plume Characteristics // Proc. 23rd International Electric Propulsion Conference. Seattle. 1993. Art.ID. IEPC-93-096.
23. *Мухайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. М.: Атомиздат, 1971.
24. *Kirdjashev K.P. et al.* Measurements of Electromagnetic Emissions at Long-Term Tests of T-100 // Proc. 24th International Electric Propulsion Conference, Moscow. 1995. Art.ID. IEPC-95-073.
25. *Garner C.E. et al.* Performance Evaluation and Life Testing of the SPT-100 // 23rd International Electric Propulsion Conference. Seattle. 1993. Art. ID. IEPC-93-091.
26. *Sankovik J. et al.* Performance Evaluation of the Russian SPT-100 Thruster at NASA LeRC // Proc. 23rd International Electric Propulsion Conference. Seattle. 1993. Art.ID. IEPC-93-094.
27. *Хижняк Н.А., Азовский Ю.С., Гужовский И.Т.* Взаимодействие плазменных сгустков с аксиаль-но симметричным магнитным полем // Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Киев: Наукова думка, 1971. Вып. 2. С. 48–64.
28. *Корсун А.Г.* Предельные токи в ускорителе плазмы с собственным магнитным полем // Журнал технической физики. 1974. Т. 44. Вып. 1. С. 202–206.
29. *Корсун А.Г.* Температурные слои в замагниченной плазме // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 1. С. 145–158.
30. *Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M., Gabdullin F.F.* The Earth's Magnetic Field Effect upon Plasma Plume Expansion // Proc. 25th International Electric Propulsion Conference. Cleveland. 1997. Art. ID. IEPC-97-178.
31. *Boyd I.* Hall Thruster Far Field Plume Modeling and Comparison to Express Flight Data // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reno. 2002. Art. ID. AIAA 2002-0487.

УДК 520.84/523.34-1/-8

ОСОБЕННОСТИ ИНФРАКРАСНЫХ СПЕКТРОВ ОЛИВИНОВ, СОДЕРЖАЩИХ ИЗОТОПОЛОГИ ВОДЫ

© 2024 г. С. А. Воропаев^{1,*}, В. С. Федулов¹, Н. В. Душенко¹,
Я. Джианго², М. Я. Маров¹

¹Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

²Лаборатория геодезии и удаленного зондирования, Уханьский Университет, Ухань, КНР

*voropaev@geokhi.ru

Поступила в редакцию 18.09.2023 г.

После доработки 30.10.2023 г.

Принята к публикации 13.11.2023 г.

Изучены особенности инфракрасных (ИК) спектров различных изотопных форм воды ($-\text{OH}$, $-\text{OD}$, H_2O , HDO и D_2O), входящих в кристаллическую структуру основных породообразующих минералов лунных морских базальтов — оливинов (форстерита). Представлены результаты численного моделирования (модуль CUSTER, ПО Biovia Materials Studio) и экспериментальных исследований с помощью ИК-Фурье-спектрометра ФТ-801 с приставкой по методу нарушенного полного внутреннего отражения (НПО Симекс, Новосибирск). Численными расчетами показано, что форстерит может содержать гидроксильные группы $-\text{OH}(\text{D})$ в своей кристаллической решетке при определенных условиях. Экспериментально проверена возможность удержания различных изотопных форм молекулярной воды на поверхности форстерита и получены соответствующие ИК-спектры минерала с водяной пленкой. Проведено сравнение полученных теоретически и экспериментально ИК-спектров форстерита, содержащего изотопологи воды, с результатами наблюдений АМС Чандраян-1 и SOFIA.

DOI: 10.31857/S0023420624050033, EDN: IHZMDK

ВВЕДЕНИЕ

Луна — самое близкое к нам планетарное тело со сложной тектонической историей и структурой, значительно отличающейся от земной. Такое расположение позволяет запускать как орбитальные и посадочные станции, так и космонавтов для отработки методов изучения других, более отдаленных планет Солнечной системы. Одна из моделей ее происхождения (а именно, модель мега-удара) предполагает, что Луна образовалась примерно через 100 млн лет после Солнца в результате столкновения тела размером с Марс, Тейи, и прото-Земли. В образовавшемся лунном магматическом океане (ЛМО) железо осело, образовав небольшое ядро, за которым последовала кристаллизация минералов, в результате которой образовались лунная мантия и первичная кора. Эксперименты и геохимические модели, основанные на оценках валового состава Луны, показывают, что богатый

Mg-оливин был первым минералом, который кристаллизовался и оседал из ЛМО, за ним последовали пироксены и более богатый Fe-оливин [1]. Начиная со степени кристаллизации ЛМО ~80%, формировался плагиоклаз, который всплыл на поверхность и сформировал первичную анортозитовую кору Луны. На последней стадии кристаллизовался ильменит (Ti-содержащий силикат), что вызвало гравитационную неустойчивость и крупномасштабную конвекцию в лунной мантии.

На поверхности Луны оливин широко распространен в морских районах с преобладанием базальта по сравнению с анортозитовыми континентами (рис. 1). В породах лунных морей состав оливина отражает геохимическую обстановку в мантии и тектонические процессы [2]. Так, оливин в пирокластическом отложении «оранжевого стекла», доставленного Аполлон-17, сохраняет примитивные расплавленные включения, содержащие $>1000 \text{ ppm H}_2\text{O}$. Таким

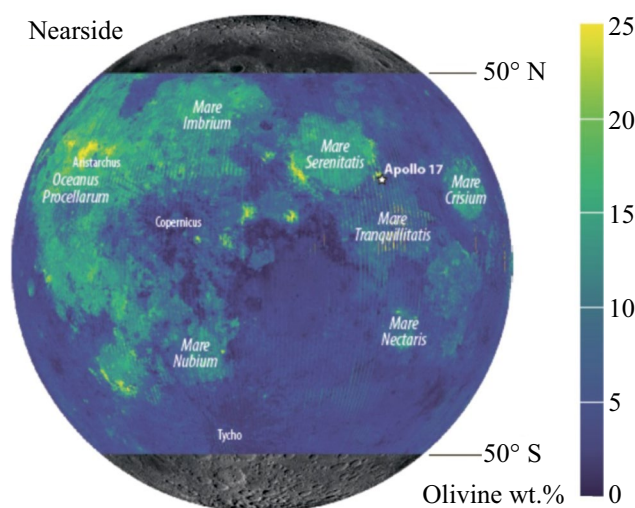


Рис. 1. Распределение оливина на видимой стороне Луны: по данным АМС «Кагуя», JAXA [2].

образом, некоторые части лунных недр могут содержать столько же воды, сколько базальты срединно-океанических хребтов Земли (так называемые MORB-базальты) [3]. «Влажная» Луна, что подразумевают такие находки, несовместима с полной потерей летучих соединений после мега-удара и предполагает либо менее энергичный сценарий ее образования, либо более позднее добавление летучих соединений метеоритами и кометами. Изотопный состав воды, адсорбированной на поверхности или включенной в кристаллическую структуру вышеупомянутых магматических минералов, мог бы помочь разрешить этот важный вопрос.

Впервые на существование изотопов водорода было указано в публикации 1932 г. американским физико-химиком Г. Юри (Harold Clayton Urey). Теперь известно, что водород имеет два стабильных изотопа — протий (H или ^1H) и дейтерий (D или ^2H), а кислород имеет три стабильных изотопа: ^{16}O , ^{17}O и ^{18}O . В геохимии изотопологи — это молекулы, которые отличаются только изотопным составом атомов, из которых они состоят. Изотополог имеет в своем составе по крайней мере один атом определенного химического элемента, который отличается по количеству нейтронов от остальных. Молекула $^1\text{H}_2^{16}\text{O}$ является самой легкой из всех изотопологов воды. Именно воду $^1\text{H}_2^{16}\text{O}$ следует рассматривать как «легкую» воду, но в естественных земных условиях такой чистой «легкой» воды не существует. Природная вода представляет

собой многокомпонентную смесь изотопологов, где на 1000000 молекул в среднем приходится 997284 молекулы $^1\text{H}_2^{16}\text{O}$, 311 молекул $^1\text{HD}^{16}\text{O}$, 390 молекул $^1\text{H}_2^{17}\text{O}$ и около 2005 молекул $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$ [4].

Согласно международному Венскому стандарту (VSMOW), абсолютное содержание дейтерия и кислорода-18 в морской воде составляет: $\text{D}/\text{H} = 155.76 \cdot 10^{-6}$, или 155.76 ppm и $^{18}\text{O}/^{16}\text{O} = 2005.2 \cdot 10^{-6}$, или 2005 ppm. Это важно для использования так называемой δ -записи в изотопной геохимии [5], где идет сравнение образцов со общепризнанными стандартами (в промилях, ‰):

$$\delta\text{D}(\text{‰}) = \left(\text{D}/\text{H}_{\text{sample}} / \text{D}/\text{H}_{\text{VSMOW}} - 1 \right) \times 1000, \quad (1)$$

где $R_0 = \text{D}/\text{H}_{\text{VSMOW}} = 1.5576 \cdot 10^{-4}$. Важно, что три основных экзогенных источника воды для Луны имеют различный изотопный состав: солнечный ветер, $\delta\text{D} = -897 \text{ ‰}$; кометы, содержащие аномально тяжелый досолнечный межзвездный лед, $\delta\text{D} = +9300 - 13100 \text{ ‰}$; углистые хондриты (тип CM), $\delta\text{D} \approx -430 \text{ ‰}$, (тип CI) $\delta\text{D} \approx -480 \text{ ‰}$ и др.

Одним из главных источников воды, газов и летучих соединений для ранней Луны была миграция вещества в Солнечной системе [6]. Присутствие большого количества монооксида углерода (CO), обнаруженного в эксперименте LCROSS [7], указывает на значительный вклад углистых хондритов в эти процессы. В то же время предлагаемые механизмы удержания газов и воды в лунном реголите при значительном нагреве поверхности в отсутствие атмосферы требуют привлечения сложных взаимодействий [8] и остаются во многом спорными. В настоящей работе используются данные приборов Чандра-ян-1 (спектрометр M3) и SOFIA по ИК-спектрам в интервале 3...6 мкм; предпринята попытка оценить наличие различных изотопных форм связанной с базальтами молекулярной воды — $\text{H}(\text{D})_2\text{O}$, и гидроксильных групп $-\text{OH}(\text{D})$ (далее — изотопологи воды), основываясь на собственных экспериментальных и численных исследованиях особенностей ИК-спектров водосодержащего («влажного») оливина.

МЕТОДЫ ИК СПЕКТРОСКОПИИ

Поглощение, отражение и собственное тепловое излучение вещества в видимой (~0.38...0.74 мкм, VIS) и инфракрасной (~1...1000 мкм, IR) области длин электромагнитных волн (ЭМВ) входит в число

основных измерений, проводимых при исследовании планет. Спектроскопические данные VIS- и IR-спектрометров космических аппаратов АМС «Кагуя» (Япония), «Чанъэ-1» (КНР) и «Чандраян-1» (Индия) широко применялись для определения топографического и минерального состава поверхности Луны (см. рис. 1). В частности, используя данные, полученные спектрометром МЗ (Moon Mineralogy Mapper) «Чандраян-1», удалось обнаружить следы воды в ее мантийных породах, поднявшихся к поверхности в результате сильного удара астероида.

Пропускание / поглощение электромагнитных волн веществом

Преимуществом ИК-спектроскопии в средней области является соответствие диапазона длин волн (частотам) колебаний молекул органических и неорганических соединений, что вызывает поглощение излучения [9]. Это интервал длин ЭМВ от 2.5 до 30 мкм. Волновое число представляет собой обратную величину длины волны: $\tilde{\nu} = 1/\lambda$, где $\tilde{\nu}$ измеряется в см^{-1} ; λ — в сантиметрах, при этом энергия электромагнитной волны: $E = h\tilde{\nu}$. Что касается волновых чисел, то средний ИК-диапазон составляет от 4000 до 400 см^{-1} , при этом увеличение волнового числа означает увеличение энергии электромагнитной волны. Для анализа в основном используются два типа молекулярных колебаний: валентные и деформационные колебания. Валентные колебания сопровождаются изменением длины химической связи вдоль ее оси, при этом различают симметричные и асимметричные колебания. Деформационные колебания сопровождаются изменением угла между соединениями. Чтобы быть ИК-активными, колебания должны вызывать изменение дипольного момента молекулы, и чем больше изменение диполя, тем сильнее интенсивность полосы в ИК-спектре.

Основными входными данными в модели взаимодействия излучения с веществом являются n и k , реальные и мнимые компоненты комплексного показателя преломления, $n^* = n + ik$. При поглощении, действительная часть n комплексного показателя преломления n^* демонстрирует аномалию, как схематично показано на рис. 2. Этот эффект особенно очевиден в среднем инфракрасном диапазоне, поскольку узкие полосы поглощения вызывают сильную аномалию n . Как следствие, спектры ИК-отражения сильно отличаются от соответствующих спектров пропускания и соотношения Крамерса — Кронига могут быть использованы для анализа их

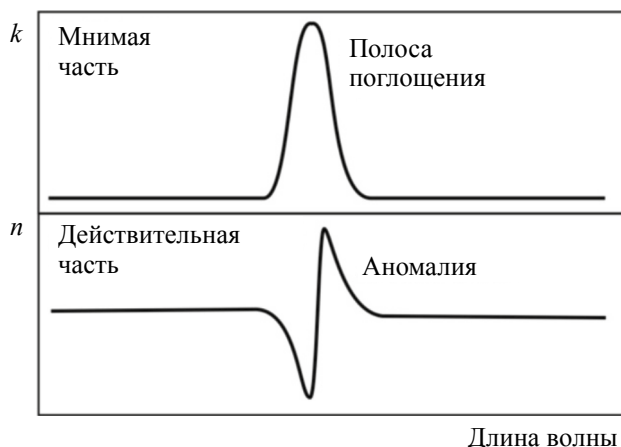


Рис. 2. Аномалия действительной части комплексного показателя преломления в области поглощения.

корреляции с данными о поглощении электромагнитных волн веществом.

На длинах волн от видимой до ближней ИК-области (VNIR), где k невелико для многих геологических пород, оптические постоянные могут быть получены разными методами. Традиционно, измерения пропускания тонких пленок или тонких срезов кристаллов использовались для расчета мнимой части показателя преломления, зависящего от длины волны [10]. Измерения коэффициента отражения монокристаллов при практически нормальном падении с последующим анализом Крамерса — Кронига могут дать обе составляющие комплексного показателя преломления. Также, для получения показателей преломления из спектров отражения минеральных частиц использовались обратные методы, основанные на моделях взаимодействия излучения с диспергированным веществом, например, модели Хапке [11] и Шкуратова [12].

Для средней ИК-области, где k велико, комплексный показатель преломления обычно выводится из поляризованных спектров отражения хорошо отполированных минеральных поверхностей с использованием модели Лоренца гармонических осцилляторов со связью [13], также называемой теорией дисперсии. Количество главных комплексных показателей преломления, необходимых для полного моделирования спектральной анизотропии минерала, варьируется в зависимости от сингонии кристалла. Для изометрических минералов требуется только один набор значений n и k . Для минералов с гексагональной, тетрагональной и тригональной кристаллографической сингонией требуются два набора — один для луча, проходящего параллельно

оси a (E-ray) и один для луча, параллельного оси c (O-ray). Для минералов с орторомбической и низкой кристаллографической сингонией требуются три набора оптических постоянных. Например, в орторомбическом случае для моделирования трех основных показателей преломления требуются измерения для поляризованных лучей, параллельных кристаллографическим осям a , b и c . Для каждого из этих направлений основные показатели преломления могут быть определены следующим образом

$$n^2 - k^2 = \epsilon_0 + \frac{\sum_j 4\pi\rho_j v_j^2 (v_j^2 - v^2)}{[(v_j^2 - v^2)^2 + \gamma_j^2 v_j^2 v^2]} \quad (2)$$

$$nk = \frac{\sum_j 2\pi\rho_j v_j^2 (\gamma_j v_j v)}{[(v_j^2 - v^2)^2 + \gamma_j^2 v_j^2 v^2]} \quad (3)$$

где суммирование производится по j -осцилляторам; ρ_j , γ_j и v_j — мощность осциллятора, коэффициент затухания и частота соответственно; а ϵ_0 — коротковолновая диэлектрическая проницаемость [13].

Отражение реголитом

При взаимодействии фотонов с минеральными частицами или породами планеты, происходят два основных процесса: рассеяние и поглощение. Взаимодействие между рассеянием и поглощением, определяемое оптическими характеристиками материалов, приводит к измеряемому электромагнитному излучению, а дисперсия этого отраженного электромагнитного излучения в зависимости от длины волны приводит к характерным спектрам поглощения и отражения, которые часто используются для диагностики минерального состава. Фотоны, которые отражаются от минеральных зерен, не проходя через них, не будут диагностическими для состава, но на них влияют текстура, размер зерен и пористость поверхности. Фотоны, которые отражаются от внутренних граней минералов или преломляются, проходя через частицы, называются рассеянными. Ряд процессов приводит к поглощению фотонов минералами и определяется их химическим составом и структурой. Некоторые из процессов поглощения и их применение в качестве диагностических показателей минералогии углистых хондритов описаны в работе [14].

Спектроскопию небесных тел можно рассматривать как частный случай спектроскопии светорассеивающих объектов. Согласно Розенбергу [15], общая схема спектро-аналитических исследований включает следующие этапы:

- измерение оптических характеристик (например, альбедо) объекта в зависимости от длины волны;
- определение оптических параметров его светорассеивающего поверхностного слоя (объемные коэффициенты рассеяния и поглощения на основе теории взаимодействия излучения с веществом);
- определение оптических характеристик «среднего» светорассеивающего элемента;
- расчеты оптических постоянных материала поверхности;
- определение физических и химических свойств.

Твердые поверхности небесных тел — это объекты со сложной слоистой структурой. Поверхностные частицы обладают широким спектром физических свойств. Следовательно, схема не может быть полностью применена к этим поверхностям. Обычный подход заключается в нахождении взаимосвязей между спектральными и химическими / минералогическими составами с использованием лабораторных измерений аналогов (в случае Луны, порошка) пород поверхности небесных тел.

Такой подход весьма плодотворен. Например, широко известная «пироксеновая» кривая Адамса [16] показывает взаимосвязь между типом пироксена и положением центра полос поглощения $d-d$, образованных ионами Fe^{2+} , в диапазоне 1...2 мкм. «Титановая» кривая позволяет оценить содержание TiO_2 в древних морских базальтах Луны с использованием измерений цветового индекса C (0.42 / 0.55 мкм) [17]. На следующем этапе можно попытаться объяснить взаимосвязи между спектральными и минералогическими характеристиками и выявить ограничения их применения. Эта схема частично реализована в простой геометрической модели, разработанной Шкуратовым и Старухиной [12], где они используют взаимодействие ЭМВ с веществом для расчета вклада многократного рассеяния. В частности, модель позволяет рассчитать альбедо поверхности, если частицы покрыты тонким слоем с поглощением света, отличным от поглощения в объеме. Модель оперирует четырьмя параметрами, два из которых характеризуют материал поверхности (действительная n и мнимая k части показателя преломления), а два других — геометрические (размер L частиц и их объемная доля s). Наиболее важным из них является k , размер L (например, средний диаметр) может быть оценен априори, изменения n и s не

сильно влияют на отражательную способность припорошенной поверхности. Модель обратима, т.е. спектр отражения $R(\lambda)$ (λ — длина волны) может быть вычислен по спектру $k(\lambda)$ и наоборот. Это позволяет прогнозировать изменения отражательной способности поверхности, возникающие в результате изменения размера или состава частиц.

Эмиссионные инфракрасные спектры

Анализ собственного теплового инфракрасного излучения (2.5...100 мкм; 100...4000 см⁻¹), часто используемый взаимозаменяемо со спектроскопией в среднем диапазоне, — важный аналитический метод, применяемый в науках о Земле и планетах с начала 1970-х гг. В то время как измерения пропускания и поглощения были основными аналитическими инструментами для анализа минералов в лаборатории, развитие эмиссионной спектроскопии произвело революцию в дистанционном анализе минералогического состава поверхности. Исследование состава и физических свойств объектов Солнечной системы с использованием измерений собственного теплового излучения дало много результатов. Как широкополосные, так и спектральные измерения в среднем ИК-диапазоне привели к улучшению понимания поверхностных процессов Луны, Марса, астероидов и даже атмосферы Сатурна и его ледяных спутников [18]. Поскольку инфракрасные эмиссионные спектры чувствительны ко многим минералам и аморфным фазам, включая не содержащие железа, они предоставляют уникальную информацию, которая в значительной степени дополняет измерения коэффициента отражения в ИК-области.

Независимо от природы наблюдаемой поверхности, основными диагностическими признаками, наблюдаемыми в эмиссионных ИК-спектрах, являются особенность Кристиансена (CF), непрозрачность и полосы остаточного излучения (RB). Полосы остаточного излучения — это явления поверхностного рассеяния, которые возникают в областях, где мнимый показатель преломления k велик, и свет не может распространяться через образец. Для силикатов эти полосы встречаются в основном в диапазоне 8...25 мкм (1250...400 см⁻¹) и проявляются как минимумы излучения [19]. Особенность Кристиансена, наоборот выражается в виде максимума излучательной способности и проявляется в области, где мнимый индекс k минимален, а реальный индекс n равен индексу окружающей среды. Как правило, это происходит на длинах волн,

меньших (более высокая частота), чем основные полосы остаточного излучения. Такой эффект был признан индикатором силикатного состава. При этом положение CF с большей длиной волны указывает на более основные составы, а — с меньшей длиной волны обозначает более кислые составы. Подобно полосам остаточного излучения, признаки непрозрачности проявляются в виде минимумов излучательной способности в эмиссионных ИК-спектрах. Однако они обычно встречаются в спектрах мелкодисперсных силикатных материалов в областях, где k невелико. В диапазоне ~8...50 мкм признаки непрозрачности будут проявляться между полосами остаточного излучения, в то время как на длинах волн, меньших CF, непрозрачность проявляется в виде резкого, устойчивого снижения коэффициента излучения с уменьшением длины волны.

Оливин обычно обнаруживается и характеризуется на вземных телах с помощью спектроскопии (например, отражения и / или комбинационного рассеяния света) в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн (VNIR; 0.5...3 мкм) и тепловом инфракрасном диапазоне (TIR; 8...50 мкм) (рис. 3). Также, в ходе лабораторных измерений было показано, что и промежуточный, инфракрасный диапазон длин волн (4...8 мкм) отражает Fe-Mg-состав оливина. Этот диапазон остается непроверенным в контексте дистанционного зондирования, но, вероятно, станет ценным инструментом для будущих орбитальных миссий. В более длинном (дальнем) ИК-диапазоне оливин также имеет отличительные особенности (например, полосу 69 мкм), которые изменяются в зависимости от состава Fe-Mg, и долгое время служили основой для астрономических исследований протопланетных дисков и межзвездных облаков пыли [20].

Инфракрасная эмиссионная спектроскопия оливина в среднем диапазоне основана на диагностических характеристиках колебаний (полосы остаточного излучения) и положении максимума излучения (особенность Кристиансена). Полосы остаточного излучения встречаются в оливине от ~10 до 20 мкм и полезны для определения содержания Fe в оливине как в лаборатории, так и на планетах. Эти полосы слабее в более мелкозернистых материалах, таких как реголит, но, тем не менее, дают информацию о валовом содержании оливина и его составе Fe-Mg [21]. Особенность Кристиансена, которая встречается в оливине при ~8...9 мкм, как правило, хорошо выражена в мелкозернистых материалах,

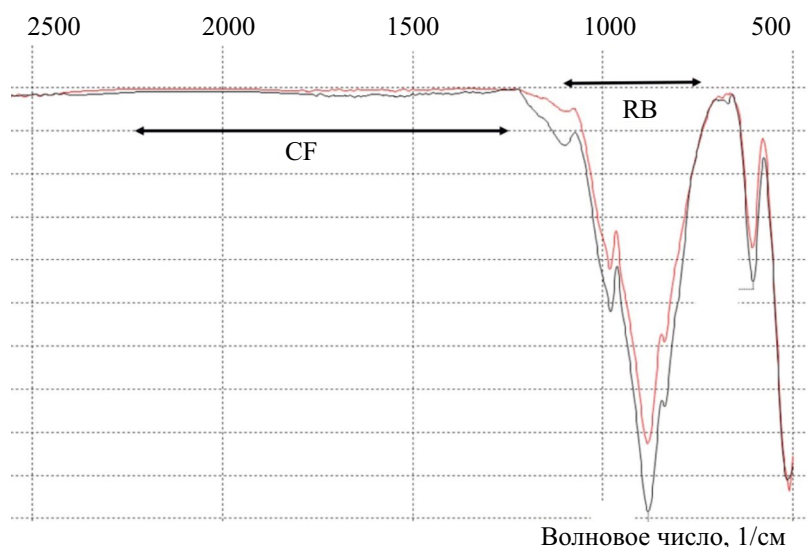


Рис. 3. Эмиссионные особенности в ИК-спектре пропускания оливина: CF — особенность Кристиансена; RB — полоса остаточного излучения. Черная линия — оливин из авачитов (Fo90), красная линия — оливин из кимберлитовой трубки «Мир» (Fo95).

что позволяет легко его обнаруживать. Длина волны, характерная для особенности Кристиансена, уменьшается с увеличением содержания SiO_2 в породе, что позволяет получить более полное представление о ее минеральном составе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для экспериментального изучения ИК-спектров летучих соединений и воды, сорбированной минералами в исследовании, применялся ИК-Фурье спектрометр FT-801 с ИК-микроскопом MICRAN-2 (Simex, Новосибирск). Данный спектрометр оснащен двумя приставками для использования различных методов получения спектров: методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО-ЗДО) и методом двойного прохождения (ПРИЗ). НПВО-ЗДО-приставка содержит либо кристалл селенида цинка (ZnSe CVD) либо синтетический алмаз, на выбор. Предназначена для измерения методом нарушенного полного внутреннего отражения с одновременной визуализацией микрообъекта на встроенном и внешнем мониторе, а также методом зеркально-диффузного отражения с углом падения 45° при верхнем расположении образца. Кроме того, существует возможность нагрева образцов до 200°C , что позволяет получить подробную кинетическую информацию о процессах, происходящих в поверхностном слое.

Основное преимущество приставки ПРИЗ — возможность получения хорошо выраженных спектров микрообъектов после придания им формы тонкого слоя на зеркально отполированных металлических пластинах. При этом, используется режим так называемого двойного прохождения, когда излучение дважды проникает сквозь слой вещества, отражаясь от зеркала-подложки. С помощью приставки можно также регистрировать спектры отражения сыпучих образцов и цельных объектов произвольной геометрии в нативном виде, в том числе, порошков, зерен и пленок, нанесенных на поверхности. Подробности конструкции используемого устройства и особенности его применения для минералов углистых хондритов приведены в нашей предыдущей работе [14].

Для уменьшения воздействия атмосферной влаги и газов, которые могут искажать ИК-спектры минералов (в основном, CO_2 и O_2), мы доработали стандартный вариант установки ИК-Фурье спектрометра. Прибор был помещен в газонепроницаемый футляр (рис. 4), куда вводился инертный газ, аргон, из баллона (не показан на рисунке). Поскольку плотность аргона ($\sim 1.78 \text{ г/см}^3$) больше плотности воздуха ($\sim 1.22 \text{ г/см}^3$), при заполнении футляра он вытеснял воздух из зоны анализа, что проверялось регулярным снятием фонового сигнала без образца.

Для проверки работы измерительного комплекса были сделаны пробные измерения ИК-спектров «легкой» ($^1\text{H}_2^{16}\text{O}$) и «тяжелой» (D_2^{16}O) воды. При этом использовался



Рис. 4. Внешний вид ИК-Фурье спектрометра FT-801 после доработки.

лед, полученный из различных изотопных форм воды, который плавился в приставке ПРИЗ при комнатной температуре 25°C (или 298° K). Известно, что вода H_2O представляет собой нелинейную трехатомную молекулу с

тремя нормальными модами колебаний в газовой фазе: $\nu_1 = 3657 \text{ см}^{-1}$ (симметричное растяжение), $\nu_2 = 1595 \text{ см}^{-1}$ (изгиб) и $\nu_3 = 3756 \text{ см}^{-1}$ (асимметричное растяжение). Когда вода переходит в жидкую фазу, эти моды преобразуются, и в ИК-спектре появляются дополнительные полосы в результате межмолекулярных связей. Отдельные полосы ν_1 и ν_3 сливаются в единую широкую полосу растяжения связи О-Н с сильным красным смещением по длине волны или с уменьшением волнового числа. Утяжеление молекул воды при замене протия на дейтерий также приводит к сдвигу линий поглощения вправо (в область меньших волновых чисел) из-за уменьшения частоты колебаний (рис. 5). Полученные спектры в целом хорошо совпали с известными опубликованными данными для различных фаз «легкой» и «тяжелой» воды (табл. 1, температура в Кельвинах).

Дополнительные (либрационные) полосы в ИК-спектре жидкой воды возникают из-за колебаний каркаса молекул, связанных водородными связями (обозначаемые ν_L). По мере перехода от жидкого состояния к твердому, полосы в ИК-спектре еще более смещаются к меньшим волновым числам, и усиливается вклад различных фононоподобных колебаний решетки льда. Фононные моды представляют собой коллективные возбуждения периодически расположенных молекул и могут быть описаны либо как акустические (смещение в одном направлении), либо как оптические (переменное направление смещения). Кроме того, направление распространения колебания может быть либо продольным (параллельным), либо поперечным

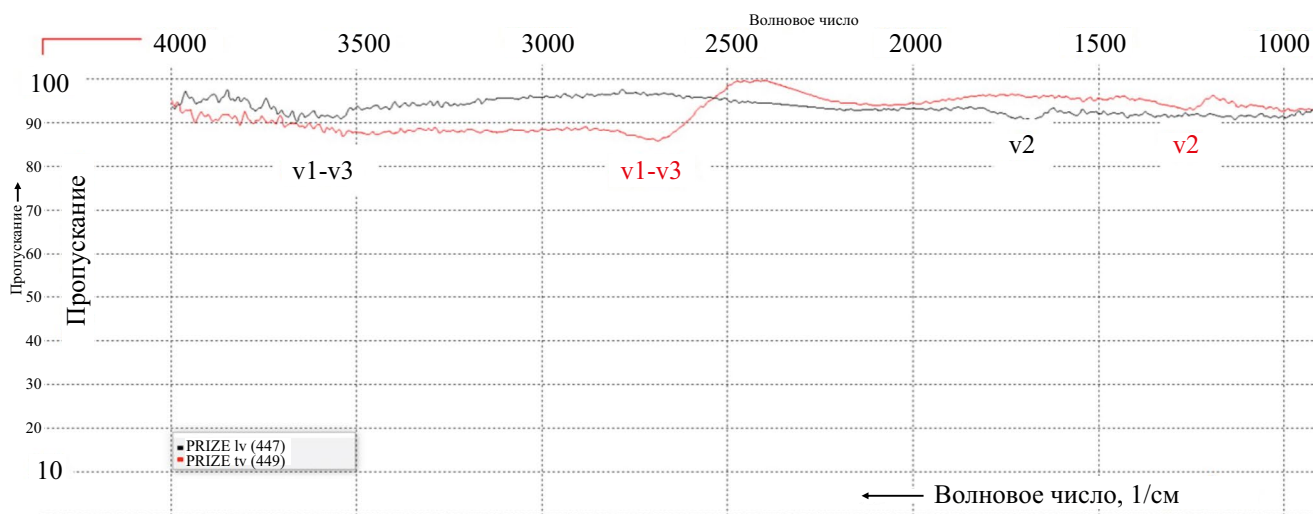


Рис. 5. ИК-спектр пропускания (ПРИЗ) расплавленного льда: черная линия — «легкая» вода; красная линия — «тяжелая» вода (жидкость+пар).

Таблица 1. Волновые числа колебаний различных фаз изотопологов воды [22]

Фаза/Изотополог	T, °K	ν_1	ν_2	ν_3	ν_L
H₂O					
Кристаллический лед, пленка	218	3240	1650	—	820
	120	3245	1645	—	785
Жидкость	300	3405	1651	—	698
	348	3437	1651	—	682
Пар		3657	1595	3756	—
HOD					
Кристаллический лед, пленка (52% HOD, 48% H ₂ O)	78	2381	1477	3192	819
Жидкость (10% H, 90% D)	298	2471	1457	3390	—
Жидкость (90% H, 10% D)	298	2499	1457	3377	—
Жидкость (100% HOD)	298	2485	1439	3370	—
Пар		2724	1403	3707	—
D₂O					
Кристаллический лед, пленка (2% D ₂ O in H ₂ O)	90	2366	1225	2444	640
Жидкость (100% D ₂ O)	298	2484	1214	—	—
Пар		2672	1178	2788	—

(перпендикулярным) смещению самого фона. Соответственно, в дальнейшем ИК-спектре льда возникают две полосы от колебаний решетки, обозначаемые как ТО- (поперечно-оптические, transverse optical) и LA- (продольно-акустические, longitudinal acoustic) линии.

Для экспериментов с адсорбцией воды на поверхности оливинов в виде инея использовался природный минерал из высокомагнезиальных коренных магматических пород вулкана Авача,

Камчатка (авачиты) [23]. По химическому составу он близок к форстериту (Mg₂SiO₄), крайнему Mg-члену оливинов, в общем случае являющихся твердым Fe-Mg раствором.

Используемый программный пакет ALT/CASTEP (описание см. ниже) предназначен для расчетов свойств минералов по составу и форме кристаллической ячейки и в силу этого не позволяет учесть поверхностную адсорбцию воды. Это подчеркивает важность прямых

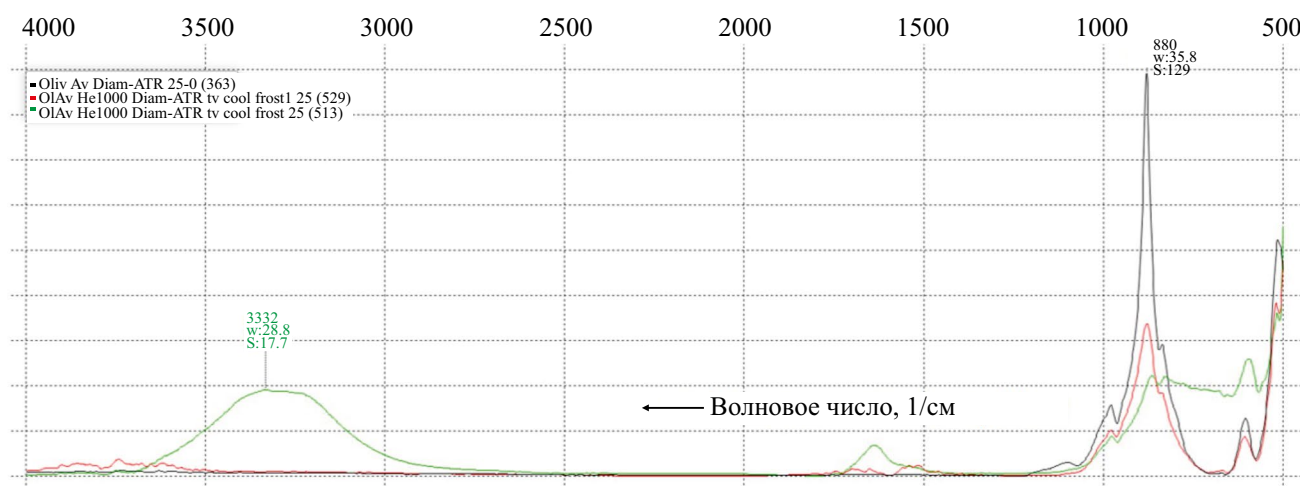


Рис. 6. ИК-спектр поглощения (НПВО) оливин+инея: черная линия — сухой минерал, зеленая линия — с «легким» льдом, красная линия — с «тяжелым» льдом.

экспериментальных исследований. Измельченный, предварительно высушенный, оливин выдерживался сутки в пластиковой герметичной пробирке Эппендорфа при температуре -26°C , чтобы устранить атмосферные пары воды. Затем в пробирку вводились через микрошприц капли воды определённого изотопного состава и количества, сорбция происходила из влажного пара в виде тонкой пленки льда. ИК-спектры оливинов снимались в приставке НПВО при температуре 25°C сразу после морозильной камеры (рис. 6).

Заметные различия ИК-спектров поглощения оливина сухого и оливина с пленкой «легкого» льда возникают в областях $3200\ldots 3400\text{ см}^{-1}$ (центр $\sim 3300\text{ см}^{-1}$) и $1600\ldots 1700\text{ см}^{-1}$ (центр $\sim 1650\text{ см}^{-1}$), отвечающих за валентные и деформационные колебания H_2O в кластерах льда, причем водородные связи существенно ослаблены поверхностным полем оливина. Величина и форма линий поглощения указывают на относительно большой размер кластеров и их высокую ИК-активность. По сравнению с ними кластеры «тяжелого» льда существенно меньше и в их ИК-спектре сильнее прослеживаются индивидуальные колебания связей D_2O в областях $3750\ldots 3850$, $1660\ldots 1700$ и $1525\ldots 1550\text{ см}^{-1}$. При этом скелетные колебания оливина с пленкой «тяжелого» льда, область $500\ldots 1000\text{ см}^{-1}$, меняются незначительно, в отличие от оливина с «легким» льдом, где поглощение в области $650\ldots 750\text{ см}^{-1}$ существенно возрастает за счет либрационных колебаний H_2O (см. рис. 6).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для изучения абсорбции необходимо знать поведение ИК-спектров изотопологов воды, включенных в кристаллическую ячейку оливина. В настоящем исследовании использовались модули Adsorption Locator Tools (ALT) и Cambridge Serial Total Energy Package (CASTEP), входящие в ПО BIOVIA Materials Studio [24]. Необходимо было решить следующие задачи:

1. Определить какие молекулярные фрагменты воды и в каком количестве способны сорбироваться на каждом типе кристаллической ячейки (ALT).
2. Обнаружить области адсорбции и поместить в них определенные ранее те или иные молекулярные фрагменты воды (ALT).
3. Найти расчетный ИК-спектр полученной структуры, термодинамические свойства системы (CASTEP).

4. В качестве опциональной возможности методами молекулярной механики оценить оптические свойства кристаллической ячейки, на которых сорбированы молекулярные фрагменты воды (CASTEP).

Для расчетов был выбран форстерит (Mg_2SiO_4), как типичный представитель группы оливинов, составляющих один из основных типов лунных пород — морские базальты. В качестве изотопологов воды и гидроксильной группы использовались H_2O , HDO , D_2O , $[-\text{OH}]^{-1}$, $[-\text{OD}]^{-1}$; для радикалов также был установлен заряд частицы. Каждый молекулярный фрагмент «воды» был предварительно оптимизирован. В качестве модели форстерита для расчетов были выбраны параметры решетки: $a = 4.762\text{ \AA}$, $b = 10.225\text{ \AA}$, $c = 5.994\text{ \AA}$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^{\circ}$. Элементарная ячейка форстерита (Fo) в 3D изображена на рис. 7а, где атомы отражены в СРК-шкалах, чтобы различать атомы кислорода силикатных тетраэдров ($-\text{SiO}_4$) и изотопологов воды.

Для определения количества и видов, сорбируемых изотопологов воды, на первом этапе используем модуль ALT. Для начальной оценки выбираются все возможные виды ($-\text{OH}(\text{D})$, $\text{H}(\text{D})_2\text{O}$, HDO) и идеальная кристаллическая структура форстерита (см. рис. 7а). Модуль ALT для упрощения расчетов изменяет симметрию кристалла до P1, в дальнейших расчетах, при использовании модуля CASTEP, исходная симметрия возвращается после геометрической оптимизации. После окончания вычислений модуль ALT предоставляет нам несколько стабильных рассчитанных структур, которые могут быть использованы в дальнейших процедурах моделирования. Помимо таблицы со структурами одним из важных результатов вычислений является полученное значение энергий абсорбции для различных видов изотопологов воды (рис. 8).

По итогам расчетов, можно сделать вывод, что в форстерите не происходит устойчивой абсорбции молекул H_2O , HDO и D_2O , но в него могут входить гидроксильные группы. По практически одинаковому значению энергии адсорбции для $-\text{OH}$ и $-\text{OD}$ можно сделать вывод, что в случае термодинамического равновесия эти две изотопные формы адсорбируются в равных количествах, без какого-либо предпочтительного фракционирования. Другим результатом расчетов модуля ALT является 3D атомистическая структура, в которой изображены наиболее вероятностные области адсорбции изотопологов воды $-\text{OH}(\text{D})$. Вид такой структуры представлен на рис. 7б, где отмечены четыре области, в

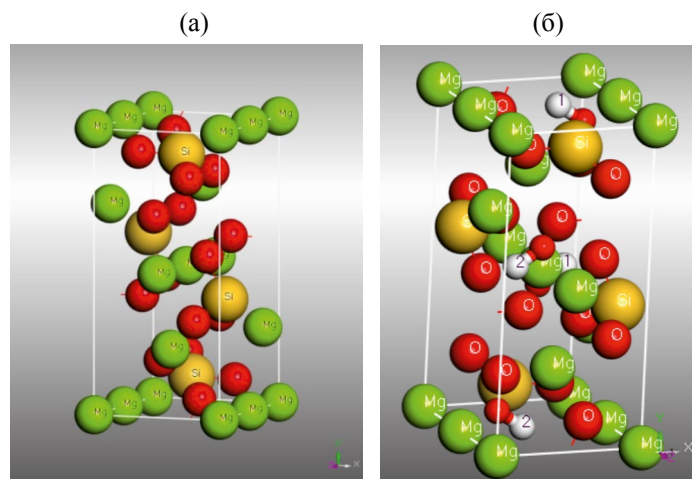


Рис. 7. Кристаллическая ячейка форстерита: (а) — начальная конфигурация; (б) — конфигурация с включенными группами -ОН (1) и -OD (2).



Рис. 8. Распределение энергии абсорбированных форстеритом гидроксильных групп -ОН и -OD.

которых могут находиться гидроксильные группы: 2 гидроксила $[-\text{OH}]^{-1}$ и 2 гидроксила $[-\text{OD}]^{-1}$.

После получения 3D атомистической структуры форстерита с абсорбированными изотопами воды ($[-\text{OH}]^{-1}$ и $[-\text{OD}]^{-1}$) переходим к вычислениям результирующего ИК-спектра, оптических и термодинамических свойств с помощью программного модуля CASTEP. По оси ординат на графике (рис. 9) отражено интегральное представление интенсивности спектра поглощения «влажного» форстерита. Полуширина огибающих $\sigma = 50 \text{ см}^{-1}$.

Вычисленный показатель преломления, соответствующий используемой 3D атомистической структуре форстерита с абсорбированными изотопами воды ($[-\text{OH}]^{-1}$ и $[-\text{OD}]^{-1}$), показан на рис. 10.

Помимо равной, термодинамически обусловленной, абсорбции изотопологов воды кристаллической ячейкой форстерита, возможны ситуации, когда поглощается преимущественно только та или иная изотопная форма гидроксила. Поэтому также необходимо рассчитать спектральные характеристики кристаллических

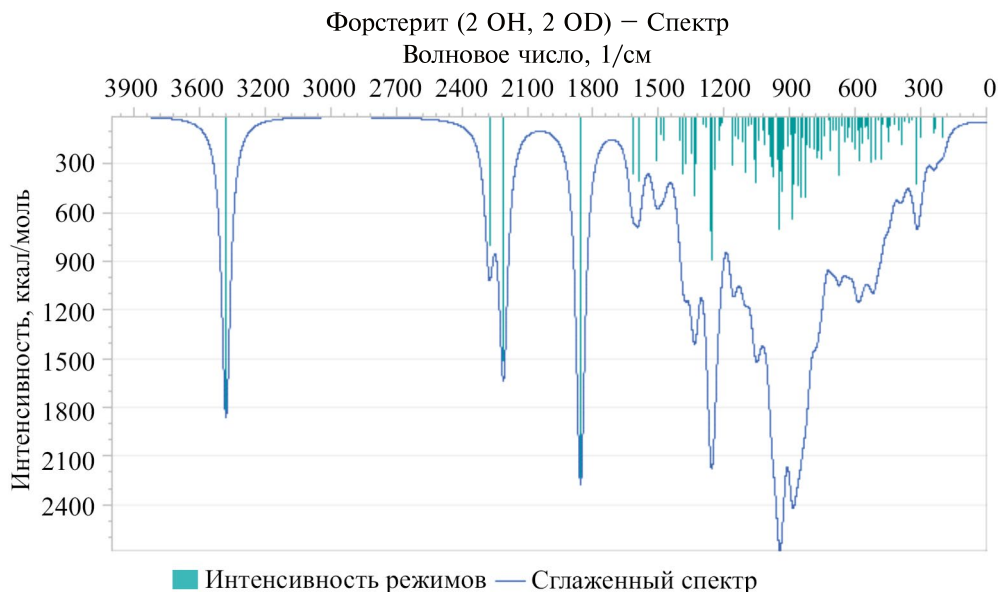


Рис. 9. Моды колебаний и ИК-спектр поглощения форстерита с адсорбированными гидроксильными группами -ОН и -OD.

ячеек, включающих либо только четыре гидроксильные группы -ОН, либо только четыре группы -OD. Результаты расчетов ИК-спектров и оптических свойств для адсорбированных таким образом -ОН или -OD гидроксидов представлены на рис. 11.

Показатель отражения при нормальном падении и больших (по сравнению с длиной волны)

минеральных зернах может быть описан уравнением Френеля следующим образом

$$R = \frac{[(n-1)^2 + k^2]}{[(n+1)^2 + k^2]} \quad (4)$$

Лабораторные спектры зеркального отражения с углами падения и появления менее $\sim 15^\circ$ могут быть хорошо смоделированы с использованием этого простого соотношения. При

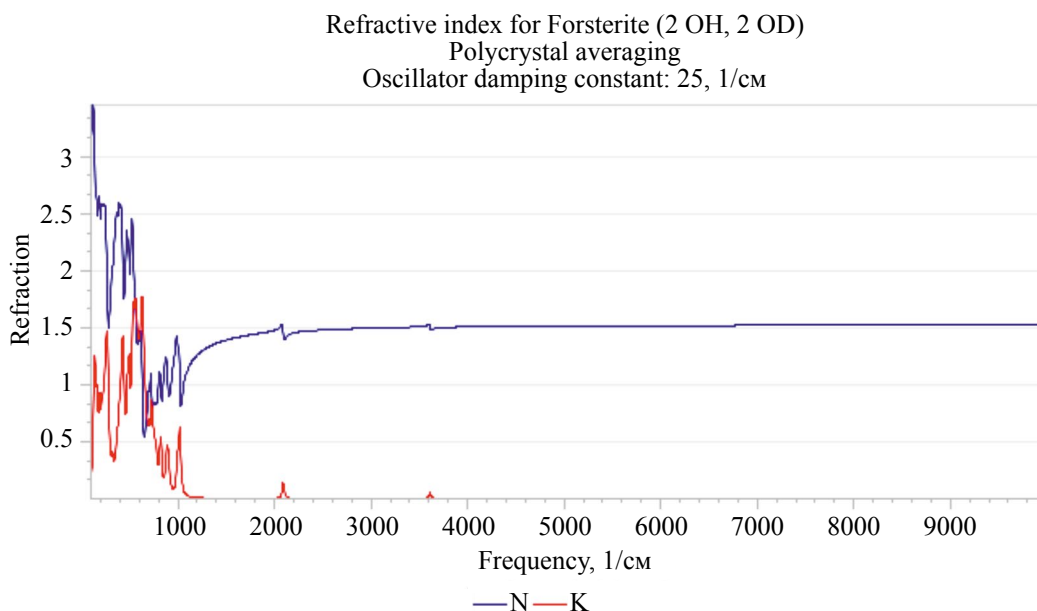


Рис. 10. Показатель преломления форстерита с адсорбированными гидроксильными группами -ОН и -OD: n — реальная часть, k — мнимая часть.

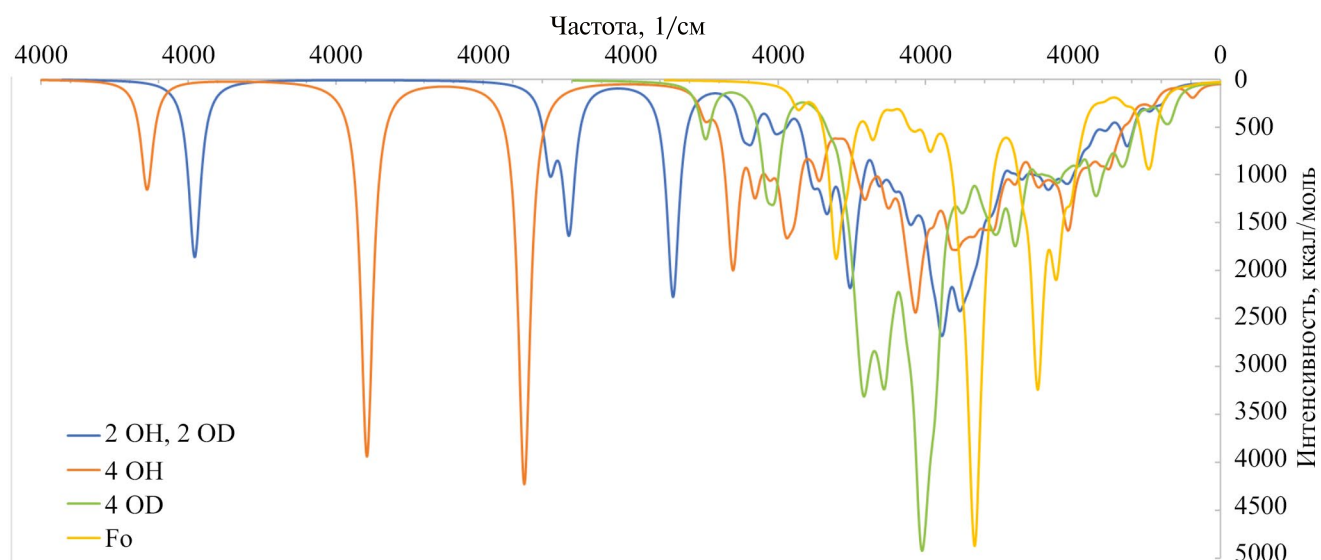


Рис. 11. Рассчитанные ИК-спектры форстерита с различными изотопологами абсорбированных гидроксильных групп: красная линия — только -ОН, зеленая линия — только -OD.

больших углах падения коэффициент отражения описывается гораздо более сложным набором уравнений [20].

Общий ИК-спектр показывает, что с увеличением содержания водорода D/H линии поглощения смещаются в область меньших волновых чисел (рис. 12). Из-за разницы в массе колебания связи O-H происходят более интенсивно по сравнению со связью O-D. При постепенном увеличении количества D колебания гидроксильных связей становятся менее интенсивными, а интенсивность собственных колебаний

связей в кристаллической ячейке форстерита увеличивается, что делает спектр более выраженным в области 500...1400 см^{-1} .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дефекты оливина

В общем случае, микропримеси могут быть включены в решетку оливина в виде ионов, если они удовлетворяют ряду критериев. Во-первых, участок решетки должен быть свободен

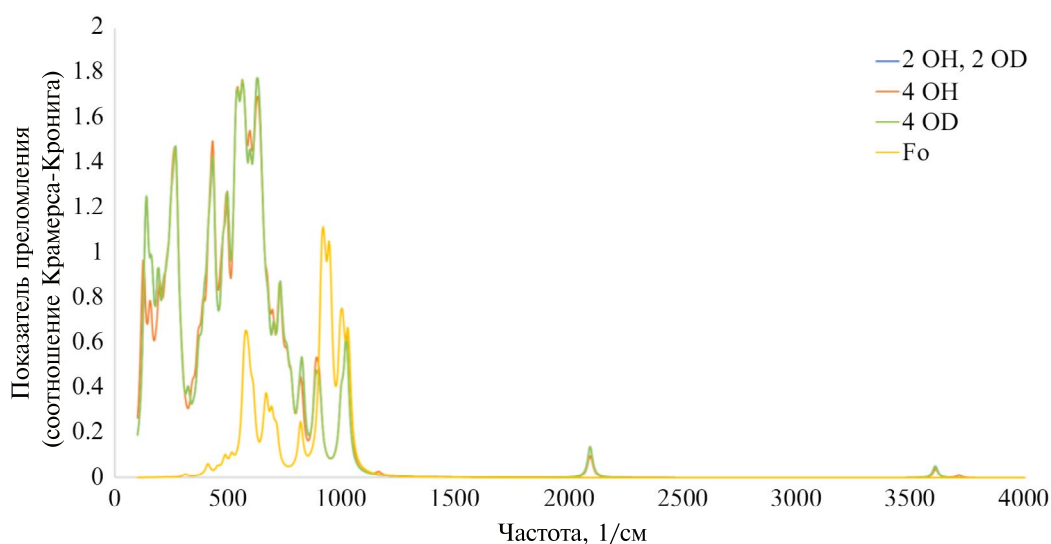


Рис. 12. Показатель отражения форстерита с абсорбированными гидроксильными группами -ОН и -OD.

и допускать замену — это может быть одна из обычно занятых позиций или позиция между узлами (что в широком смысле означает любое вакантное положение в кристаллической решетке). В Mg_2SiO_4 (форстерит) существующие три типа центров обозначаются как М (металл), Si и O; которые заняты Mg^{2+} , Si^{4+} и O^{2-} соответственно. Размер замещающего иона должен быть достаточно близок иону, который он замещает, или размеру области между узлами, чтобы обеспечить возможность его включения, не приводя к чрезмерному искажению кристаллической решетки. Такой подход использует модель деформации решетки [25]. В целом, ионы с ионным радиусом $\sim 0.75 \text{ \AA}$ комфортно размещаются в октаэдрических М-позициях в оливине — ионные радиусы Mg^{2+} и Fe^{2+} составляют $0.72 \text{ \AA}$ и $0.78 \text{ \AA}$ соответственно.

Во-вторых, включение замещающего иона должно быть каким-то образом сбалансировано по заряду — любой избыток или недостаток заряда, связанный с включением примесного микроэлемента, должен быть компенсирован. Это означает, что, например, ион $3+$ может заменить ион $2+$, если один положительный заряд удален в другом месте. Эта компенсация заряда может быть локальной, что означает, что заряды нейтральны в пределах очень небольшой области (в пределах нескольких соседних позиций в кристаллической решетке), или может происходить в более широкой области. Для иона H^+ существует множество возможностей для баланса заряда [26], например

- два межузловых $1+$, вакансии М-позиции;
- две $1+$ связи с ионом O^{2-} , вакансии М-позиции;
- четыре $1+$ связи с ионом O^{2-} , вакансии Si-позиции.

Термин «вакансия» используется здесь для широкого описания любой позиции, которая обычно была бы занята, например, «вакансия М-позиции» образуется в структуре Mg_2SiO_4 путем удаления одного катиона Mg^{2+} из М-позиции.

В результате расчетов модуля ALT был выбран вариант «дефектной» конфигурации форстерита, когда два H^+ формируют связи с ионом O^{2-} , замещая отсутствующий катион Mg^{2+} вакантной М-позиции. Известно, что природный оливин из авачитов содержит такого рода дефекты и это отражается в его ИК-спектре поглощения в виде линий $3525\text{--}3575 \text{ см}^{-1}$ [23]. В целом,

это соответствует нашим расчетам ИК-спектров для модельного форстерита (рис. 9).

Данные лунных миссий

Космический аппарат «Чандраян-1» был введен на полярную орбиту вокруг Луны 8.XI.2008 и проводил измерения более девяти месяцев, до 16.VIII.2009 [27]. Одним из приборов на его борту был Lunar Mineralogy Mapper (M3), спектрометр, который измерял поток, отраженный и испускаемый лунной поверхностью в спектральном диапазоне примерно от 0.406 до 2.991 мкм . Одно из важных открытий, сделанных M3, — свидетельство широкого распространения гидроксильной группы $-\text{OH}$ и молекулярной воды H_2O на поверхности Луны [28]. Этот факт был выявлен при анализе характеристик поглощения в спектре отражения в диапазоне от 2.8 до 3 мкм , вплоть до длинноволнового предела покрытия M3. В частности, ИК-спектры кратера Буллиальд показали, что центральный пик кратера значительно обогащен гидроксидом по сравнению с его окрестностями, что указывает на наличие воды в магматических породах Луны [29]. Согласно измерениям M3, поглощение в средней ИК-области, характерное для $\text{OH} / \text{H}_2\text{O}$, было широко распространенным и наиболее сильным в более холодных высоких широтах.

Чтобы прояснить обнаруженные явления, NASA совместно с DLR запустило в 2020 г. стратосферную обсерваторию инфракрасной астрономии (SOFIA) на базе самолета Boeing 747SP, модифицированного для перевозки 2.7-метрового телескопа-рефлектора. Полет в стратосфере на высоте $13\text{--}15 \text{ км}$ позволял ИК-обсерватории SOFIA находиться выше подавляющей части (99%) земной атмосферы, блокирующей инфракрасное излучение. В частности, SOFIA впервые подтвердила наличие воды на освещенной солнцем поверхности Луны [30]. Это открытие указывает на то, что вода может быть распределена по всей поверхности Луны, а не ограничена холодными, затененными местами. В частности, SOFIA обнаружила следы молекулярной воды (H_2O) в кратере Клавий (южное полушарие видимой стороны, рис. 13), используя длину волны 6.1 мкм (1639 см^{-1}), специфичную именно для молекулярной воды.

Предполагалось, что эта область ИК-спектра характерна для деформационных колебаний молекул воды и не пересекается с полосой поглощения гидроксильной группы, $-\text{OH}$. Оценки для кратера Клавий показали, что вода в концентрациях от 100 до 412 частей на миллион (ppm)

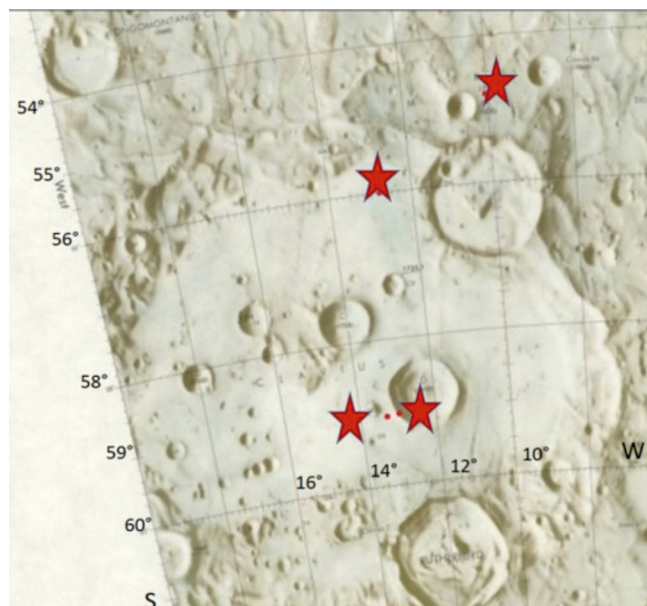


Рис. 13. Точки удаленных измерений SOFIA в лунном кратере Клавий (59° южной широты).

может содержаться в кубическом метре реголита на освещенной поверхности Луны. Предыдущие наблюдения поверхности Луны с использованием метода отражения / поглощения нейтронов также показали присутствие водорода, но не смогли провести различие между молекулярной водой и гидроксильной группой [31]. Эксперименты по надежному ИК-детектированию адсорбированной «легкой» воды в виде пленки на поверхности форстерита, проведенные в настоящем исследовании, показывают такую возможность вплоть до температуры 25°C. «Тяжелая» адсорбированная вода детектируется ИК-спектроскопией гораздо хуже, что связано с более слабыми водородными связями D_2O и атомами кислорода поверхностного слоя оливинов. Видимо, обособленные кластеры «тяжелой» воды следует искать в порах и трещинах минералов, слагающих лунный реголит.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Огромный разброс изотопологов воды, доставляемых на Луну экзогенными источниками, ставит важный вопрос оценки ее качества как ресурса. Реакция биосистем на воду может существенно варьироваться в зависимости от изменений в ее изотопном составе. На Земле, в ходе эволюции живых организмов, происходил отбор биохимических процессов с их адаптацией только к одному изотопу, обычно легкому. В организме человека происходит фракционирование

изотопов, сопровождающееся удалением «тяжелых» стабильных изотопов водорода и кислорода из воды. Употребление воды с повышенной концентрацией «тяжелых» изотопов, в частности дейтерия, вызывает выраженные токсические эффекты на уровне организма [32]. В то же время для различных объектов была зарегистрирована положительная биологическая активность воды с пониженным, по сравнению с природным, содержанием тяжелых изотопологов, в частности дейтерия и кислорода-18.

Систематические исследования, проводимые в Исследовательском центре Института медико-биологических проблем РАН по созданию среды обитания космонавтов с оптимальным изотопным составом биогенных химических элементов, показывают, что вода с пониженным по сравнению с природным содержанием молекул «тяжелых» изотопов является необходимым компонентом системы жизнеобеспечения космонавтов в течение длительного времени полета [33]. Что касается Луны, то это имеет особое значение для долгосрочной работы людей на планируемой международной лунной исследовательской станции (ILRS). Помимо питьевой воды, команде космонавтов понадобится «легкая» вода для гидропоники. Доставлять ее с Земли в больших количествах было бы нецелесообразно. Таким образом, прежде чем извлечь, необходимо будет надежно анализировать изотопный состав воды в окружающем будущую лунную базу реголите.

Проведенные расчеты показали, что оливины слабо удерживают молекулярную воду в своей кристаллической структуре, и поэтому внедрение протонов солнечным ветром в течение лунного дня является для них основным, регулярно обновляемым источником водорода в форме —ОН. Как известно, изотопный состав солнечного ветра равен $\delta D = -897\%$ (по стандарту VSMOW), т.е. он содержит в основном протоны. В результате, этот процесс приводит в целом к «легкому» изотопному составу гидроксильных групп оливинов, что подтверждается данными АМС «Чандраян-1». Отмеченная им спектральная особенность поглощения магматических пород Луны в области 2.82 мкм (3546 см^{-1}) соответствует «легкой» изотопной форме —ОН. Данные SOFIA в области 6.1 мкм (1640 см^{-1}) также подтверждают наличие «легкой» воды, адсорбированной на поверхности частиц реголита.

Наличие гидроксильных групп в структуре оливинов предполагает некоторую «дефектность» его кристаллической решетки, а именно отсутствие катионов в М-позициях. В силу

этого, показатель отражения «сухого» форстерита значительно отличается от «влажного», т.е. содержащего группы $-\text{OH}$ / $-\text{OD}$, в областях 100...500, 900...1000 и 2000...2100 см^{-1} из-за дополнительных фоновых мод колебаний «дефектной» кристаллической решетки. При соответствующей настройке, орбитальный AMS, на борту которого установлены спектрометры, работающие в средней и дальней инфракрасной областях, может определять наличие и изотопный состав гидроксильных групп $-\text{OH}$ / $-\text{OD}$ в лунных морских базальтах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом РНФ 21-17-00120, <https://rscf.ru/project/21-17-00120/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Charlier B., Grove T.L., Namur O. et al.* Crystallization of the lunar magma ocean and the primordial mantle-crust differentiation of the Moon // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2018. V. 234. P. 50–69. <https://doi.org/10.1016/j.gca.2018.05.006>
2. *Lemelin M., Lucey P.G., Miljković K. et al.* The compositions of the lunar crust and upper mantle: spectral analysis of the inner rings of lunar impact basins // *Planetary and Space Science*. 2019. V. 165. P. 230–243. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2018.10.003>
3. *Hauri E.H., Saal A.E., Nakajima M. et al.* Origin and evolution of water in the Moon's interior // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. 2017. V. 45. P. 89–111. DOI: 10.1146/annurev-earth-063016-020239
4. *Hagemann R., Niff G., Roth E.* Absolute isotopic scale for deuterium analysis of natural waters. Absolute D/H ratio for SMOW // *Tellus*. 1970. V. 22. Iss. 6. P. 712–715.
5. *Hoefs J.* Stable isotope geochemistry (2nd ed.) // Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, and New York, 1980. 208 p.
6. *Маров М.Я., Инатов С.И.* Процессы миграции в Солнечной системе и их роль в эволюции Земли и планет // *Успехи физических наук*. 2023. Т. 193. № 1. С. 2–32. DOI: 10.3367/UFN.2021.08.039044
7. *Schultz P.H., Thompson R.G., Chen M.N.* The LCROSS cratering experiment // *Science*. 2010. V. 330. Art.ID. 6003. P. 468–472.
8. *Дубинский А.Ю., Попель С.И.* К вопросу об образовании воды в лунном реголите // *Космические исследования*. 2019. Т. 57. № 2. С. 93–98. DOI: 10.1134/S0023420619020043
9. *Stuart B.* Infrared Spectroscopy: Fundamentals and Applications. John Wiley & Sons Ltd., 2004.
10. *Swanepoel R.* Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon // *J. Physics E. Scientific Instruments*. 1983. V. 16. P. 1214–1221.
11. *Hapke B.* Bidirectional reflectance spectroscopy: 1. Theory // *J. Geophysical Research*. 1981. V. 86. P. 3039–3054.
12. *Shkuratov Y.G., Starukhina L.V., Hoffmann H. et al.* A model of spectral albedo of particulate surfaces: Implications for optical properties of the Moon // *Icarus*. 1999. V. 137. P. 235–246.
13. *Spitzer W.G., Kleinman D.A.* Infrared lattice bands of quartz // *Physical Review*. 1961. V. 121. P. 1324–1335.
14. *Воропаев С.А., Душенко Н.В., Федулов В.С. и др.* Особенности дегазации углистого хондрита Allende (CV3) при температурах 200–800° С // *Астрономический Вестник*. 2023. Т. 57. № 6. С. 583–594. <https://doi.org/10.31857/S0320930X23050079>
15. *Розенберг Г.В.* Физические основы спектроскопии светорассеивающих веществ // *Успехи физических наук*. 1967. Т. 91. № 4. С. 569–608.
16. *Adams J.B.* Visible and near-infrared diffuse reflectance spectra of pyroxenes as applied to remote sensing of solid objects in the Solar System // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 4829–4836.
17. *Charette M.P., McCord T.B., Pieters C.M. et al.* Application of remote spectral reflectance measurements to lunar geology, classification and determination of titanium content of lunar soils // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 1605–1613.
18. *Salisbury J.W., Walter L.S.* Thermal infrared (2.5–13.5 μm) spectroscopic remote sensing of igneous rock types on particulate planetary surfaces // *J. Geophysical Research*. 1989. V. 94. P. 9192–9202.
19. *de Vries B.L., Acke B., Blommaert J. et al.* Comet like mineralogy of olivine crystals in an extrasolar proto-Kuiper belt // *Nature*. 2012. V. 490. P. 74–76. <http://dx.doi.org/10.1038/nature11469>.
20. *Mustard J.F., Glotch T.D.* Theory of reflectance and emittance spectroscopy of geologic materials in the visible and infrared regions // *Remote Compositional Analysis*. Cambridge: Cambridge University Press, 2019. P. 21–41. <http://dx.doi.org/10.1017/9781316888872.004>
21. *Koeppen W.C., Hamilton V.E.* Global distribution, composition, and abundance of olivine on the surface of Mars from thermal infrared data // *J. Geophysical Research: Planets*, 2008. V. 113(E5). P. 1244–1256.
22. *Wong A., Shi L., Auchetti R. et al.* Heavy snow: IR spectroscopy of isotope mixed crystalline water ice // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2016. V. 18. P. 4878–4993. DOI: 10.1039/c5cp06756a
23. *Портнягин М.В., Плечов П.Ю., Мамвеев С.В. и др.* Петрология «авачитов» - высокомагнезиальных

- базальтов Авачинского вулкана (Камчатка). I. Общая характеристика, состав пород и минералов // Петрология. 2005. Т. 13. № 2. С. 115–138.
24. *Clark S.J., Segall M.D., Piekard C.J.* First principles methods using CASTEP // *Zeitschrift für Kristallographie*. 2005. V. 220. P. 567–570. <http://dx.doi.org/10.1524/zkri.220.5.567.65075>
25. *Blundy J., Wood B.* Prediction of crystal–melt partition coefficients from elastic moduli // *Nature*. 1994. V. 372. P. 452–454.
26. *Demouchy S., Alard O.* Hydrogen, trace, and ultra-trace element distribution in natural olivines // *Contributions to Mineralogy and Petrology*. 2021. V. 76. P. 26–37. DOI:10.1007/s00410-021-01778-5
27. *Goswami J.N., Annadurai M.* Chandrayaan-1 mission to the Moon // *Acta Astronaut.* 2008. V. 63. Iss. 10. P. 1215–1220.
28. *Pieters C.M., Goswami J., Clark R.N. et al.* Character and spatial distribution of OH/H₂O on the surface of the Moon seen by M3 on Chandrayaan-1 // *Science*. 2009. V. 326. P. 568–572. DOI: 10.1126/science.1178658
29. *Klima R., Cahill J., Hagerty J. et al.* Remote detection of magmatic water in Bullialdus Crater on the Moon // *Nature Geoscience*. 2013. V. 6. P. 737–741. DOI: 10.1038/ngeo1909
30. *Honniball C.I., Lucey C.G., Li S. et al.* Molecular water detected on the sunlit Moon by SOFIA // *Nature Astronomy*. 2021. V. 5. P. 121–127. DOI: 10.1038/s41550-020-01222-x
31. *Mitrofanov I. G., Bartelset A., Bobrovniksky Y.I. et al.* Lunar exploration neutron detector for the NASA lunar reconnaissance orbiter // *Space Sci. Rev.* 2010. V. 150. P. 183–207. DOI: 10.1007/s11214-009-9608-4
32. *Денько Е. И.* Влияние тяжелой воды (D₂O) на клетки животных, растений и микроорганизмы // *Успехи биологических наук*. 1970. Т. 70. № 4. С. 41–53.
33. *Sinyak Y., Grigoriev A., Gaydadimov V. et al.* Deuterium-free water (¹H₂O) in complex life-support systems of long-term space missions // *Acta Astronautica*. 2003. V. 52. Art. ID. 575.

УДК: 629.78 : 531

МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТРАЕКТОРИЙ ВЫВЕДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ОРБИТЫ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЛУНЫ

© 2024 г. С. А. Бобер^{1,2}, С. А. Аксенов^{1,2,*}

¹Национальный исследовательский институт «Высшая школа экономики», Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*saksenov@hse.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 13.02.2024

Принята к публикации 15.02.2024

В работе предлагается метод построения траекторий выведения космического аппарата на круговую полярную орбиту искусственного спутника Луны (ИСЛ), основанный на использовании свойств инвариантных многообразий решений круговой ограниченной задачи трех тел. Такой подход по сравнению с классическим гомановским переходом позволяет существенно сократить тормозной импульс за счет увеличения времени перелета. Процесс построения орбит перелета включает два этапа. На первом этапе производится анализ решений круговой ограниченной задачи трех тел, в результате которого выбираются наименее затратные варианты выхода на орбиту ИСЛ. На втором этапе в эфемеридной модели Солнечной системы строятся орбиты, соответствующие найденным вариантам и проходящие на заданном расстоянии от Земли. Разработанный метод применен для анализа возможностей перелетов на полярные орбиты ИСЛ высотой 150 км в 2030 г. Описаны варианты выхода на орбиту ИСЛ, соответствующие значениям тормозного импульса 619.5 и 623.3 м/с при продолжительности перелета 111 дней и 93 дня соответственно.

DOI: 10.31857/S0023420624050045, EDN: IHSGTC

ВВЕДЕНИЕ

Исследование околополярных областей Луны — одна из приоритетных задач освоения космоса [1, 2]. Проведение таких исследований предполагает вывод космических аппаратов (КА) на околополярные круговые орбиты искусственного спутника Луны (ИСЛ) в качестве начальной орбиты посадки для посадочных миссий и рабочей орбиты — для орбитальных [3, 4]. В этой связи представляется актуальной задача минимизации тормозного импульса при выведении КА на орбиту ИСЛ.

Уменьшение тормозного импульса по сравнению с прямым гомановским переходом при перелетах к Луне может быть достигнуто за счет применения биэллиптических переходов [5, 6], двухимпульсных схем торможения [7, 8] или использования инвариантных многообразий орбит вокруг околоземных точек либрации [9, 10]. Суть этих подходов заключается в использовании естественной динамики системы

Солнце — Земля — Луна, позволяющей за счет увеличения времени перелета снизить затраты характеристической скорости.

Обширные обзоры возможностей перелетов на орбиту ИСЛ, предоставляемых естественной динамикой системы Солнце — Земля — Луна, и методики построения таких перелетов представлены в работах [10, 11]. Для плоской круговой ограниченной задачи четырех тел методом полного перебора были рассчитаны тысячи траекторий перелета с низкой круговой околоземной орбиты высотой 167 км на круговую орбиту ИСЛ высотой 100 км и найдены Парето-оптимальные варианты по продолжительности перелета и величине совокупных затрат характеристической скорости. При увеличении времени перелета с 90 до 110 дней, минимальные затраты характеристической скорости сокращаются с 3831.5 до 3824.5 м/с. При этом дополнительный облет Луны позволяет уменьшить эту величину на 200 м/с. Информация о величине тормозного импульса в данных работах отсутствует.

В недавней статье [12] показано, что тормозной импульс при переходе на орбиты ИСЛ высотой 100 км может составлять 631...644 м/с при времени перелета от 90 до 182 дней.

Методы, примененные в публикациях [9–12], объединяет использование структуры и свойств инвариантных многообразий круговой ограниченной задачи трех тел. Одним из таких свойств является обеспечивающая естественные переходы между окрестностями точек либрации возможность касания устойчивого многообразия, ассоциированного с орбитами вокруг точки L_2 системы Земля – Луна, и неустойчивых многообразий, ассоциированных с орбитами вокруг точек L_1 и L_2 системы Солнце – Земля. Попадание в окрестности точек либрации L_1 и L_2 системы Солнце – Земля с орбиты искусственного спутника Земли (ИСЗ) обеспечивается за счет движения вдоль устойчивых многообразий, ассоциированных с орбитами вокруг этих точек. Переход из окрестности точки L_2 системы Земля – Луна на орбиту ИСЛ осуществляется вдоль соответствующего неустойчивого многообразия.

Таким образом, перелет осуществляется за счет двух импульсов: разгонного, переводящего КА с орбиты ИСЗ на орбиту перелета, и тормозного, переводящего КА с орбиты перелета на орбиту ИСЛ. Движение в течение перелета осуществляется в пассивном режиме за счет естественной динамики системы Солнце – Земля – Луна. Основной проблемой при построении траекторий таких перелетов является их неустойчивость и высокая чувствительность к изменяемым параметрам, что требует поиска приемлемого начального приближения. Поэтому построение траекторий всегда осуществляется в несколько этапов.

В статье [9] расчет начального приближения осуществляется посредством построения инвариантных многообразий систем Солнце – Земля и Земля – Луна в рамках круговой ограниченной задачи трех тел и поиска их точек касания, после чего полученная траектория уточняется уже в задаче четырех тел и впоследствии переводится в эфемеридную посредством дифференциальных коррекций. В публикациях [10, 11] начальное приближение строится методом полного перебора комбинаций параметров перелета.

В работе [12] осуществляется поиск траекторий, принадлежащих неустойчивым многообразиям, ассоциированным с орбитами вокруг точек L_1 и L_2 системы Солнце – Земля и касающимся орбиты Луны. Эти траектории впоследствии корректируются в плоской круговой задаче четырех

тел с целью синхронизации с движением Луны и построения траектории выхода на круговую орбиту ИСЛ. Подобный подход используется в работе [13], где параметры отлетного вектора варьируются для получения траектории, касающейся орбиты Луны, для построения начального приближения.

Перечисленные методы не подходят для построения перелетов на полярные орбиты, поскольку не позволяют задавать наклонение орбиты ИСЛ. В статье [14] на основе автоматического перебора интегрируемых в обратном времени траекторий, соединяющих орбиты ИСЗ и ИСЛ, сделано сравнение прямых перелетов с низкоэнергетическими. В частности, показано, что использование прямых схем перелета на орбиты ИСЛ с наклонением выше 60° невозможно без существенных затрат характеристической скорости. При построении траекторий использовался метод полного перебора с варьированием четырех параметров (аргумента перицентра и долготы восходящего узла орбиты ИСЛ, даты, величины тормозного импульса), требующий существенных вычислительных затрат при анализе возможностей перелета в заданном временном диапазоне. По этой причине анализ возможностей перелета на орбиты ИСЛ в работе [14] осуществлялся лишь для восьми дат внутри года, соответствующих характерным положениям Земли, Солнца и Луны.

В данной работе предлагается метод построения траекторий выведения космического аппарата на полярные орбиты ИСЛ, развивающий подход, разработанный в исследованиях [9–12]. С целью уменьшения количества варьируемых параметров по сравнению с полным перебором, используемым в статье [14], построение траектории перелета осуществляется в два этапа. На первом этапе в круговой ограниченной задаче трех тел, моделирующей систему Земля – Луна, осуществляется поиск параметров орбиты ИСЛ, минимизирующих значение тормозного импульса при перелете из окрестности точки L_2 на целевую орбиту ИСЛ. Вектор состояния, соответствующий найденной орбите, используется как начальное условие для интегрирования ограниченной задачи N тел, учитывающей влияние Солнца и планет Солнечной системы, в обратном времени до достижения перигея. Заданная высота перигея обеспечивается за счет варьирования тормозного импульса. Результатом работы алгоритма становится траектория перелета с круговой околоземной орбиты заданного радиуса на полярную орбиту ИСЛ. Предложенный

алгоритм может применяться для анализа различных вариантов перелета в течение заданного промежутка времени и выбора оптимальной с точки зрения расхода характеристической скорости даты старта. В настоящей работе приведен пример оценки влияния даты старта на расход характеристического импульса для 2030 г. с шагом в сутки.

МОДЕЛИ И МЕТОДЫ

Круговая ограниченная задача трех тел

Рассматриваемая схема перелета на орбиту ИСЛ использует особенности динамики круговой ограниченной задачи трех тел. С целью упрощения дальнейшего изложения здесь приводятся общеизвестная постановка данной задачи, определения и факты, используемые при разработке метода построения траекторий. Движение КА описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \ddot{x} - 2\dot{y} = \frac{\partial U}{\partial x}, \\ \ddot{y} + 2\dot{x} = \frac{\partial U}{\partial y}, \\ \ddot{z} = \frac{\partial U}{\partial z}, \end{cases} \quad (1)$$

где x , y и z — координаты космического аппарата во вращающейся системе координат (СК) с центром, расположенном в центре масс двух массивных тел, движущихся вокруг него по круговым орбитам. Ось X направлена вдоль линии, соединяющей массивные тела, ось Y сонаправлена со скоростью меньшего из них, ось Z дополняет систему до правой тройки. В данной работе будут рассмотрены вращающиеся СК, для которых массивными телами выступают системы Земля — Луна и Солнце — Земля.

Все величины, входящие в уравнение (1), носят безразмерный характер. Масштабы времени и расстояния выбираются таким образом, чтобы расстояние между массивными телами и угловая скорость их движения вокруг барицентра были равны единице. Функция U называется псевдопотенциалом и определяется следующим соотношением:

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + \frac{\mu}{|\vec{r}_2 - \vec{r}|} + \frac{1 - \mu}{|\vec{r}_1 - \vec{r}|}, \quad (2)$$

где μ — коэффициент, равный отношению массы меньшего тела (m_2) к сумме масс массивных

тел ($\mu = m_2/(m_1 + m_2)$); $\vec{r}_i$ — радиус-векторы массивных тел: $\vec{r}_1 = (-\mu, 0, 0)^T$, $\vec{r}_2 = (1 - \mu, 0, 0)^T$; $\vec{r} = (x, y, z)^T$ — радиус-вектор КА. Уравнения (1) описывают стационарную гамильтонову систему, гамильтониан которой имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - U(x, y, z). \quad (3)$$

Поскольку гамильтониан (3) стационарен, система (1) имеет первый интеграл, который принято обозначать $J_C = -2\hat{H}$. Очевидно, что для заданного значения J_C координаты КА могут находиться только в области, задаваемой неравенством:

$$U(x, y, z) \geq \frac{1}{2}J_C. \quad (4)$$

Единственными известными аналитическими решениями круговой ограниченной задачи трех тел являются положения равновесия, называемые коллинеарными (L_1, L_2, L_3) и треугольными (L_4, L_5) точками либрации. Коллинеарные точки либрации лежат на оси X и являются неустойчивыми положениями равновесия типа седло-центр-центр. При линеаризации системы (1) вокруг этих точек возникают решения следующего вида:

$$\begin{cases} x - \gamma = A_1 e^{\lambda t} + A_2 e^{-\lambda t} + A_x \cos(\omega_x t + \phi_x), \\ y = c A_1 e^{\lambda t} - c A_2 e^{-\lambda t} - k A_x \sin(\omega_x t + \phi_x), \\ z = A_z \cos(vt + \psi), \end{cases} \quad (5)$$

где γ — координата точки либрации, определяющая ее положение на оси X ; $A_1, A_2, A_x, A_z, \phi_x$ и ψ — константы, определяемые начальным вектором состояния; c, k, ω_x и v — параметры системы, зависящие только от μ и γ .

Среди решений системы (5) выделяют траектории и принадлежащие центральному ($A_1 = A_2 = 0$), устойчивому ($A_1 = 0, A_2 \neq 0$) и неустойчивому ($A_1 \neq 0, A_2 = 0$) многообразиям. Траектории, у которых оба коэффициента A_1 и A_2 ненулевые, называют транзитными, в случае если знаки A_1 и A_2 различны. В противном случае траектория называется нетранзитной. Описанная структура решений линеаризованной задачи имеет место и в исходной нелинейной системе (1) в окрестностях коллинеарных точек либрации [15, 16]. Она отличается наличием периодических и квазипериодических орбит вокруг точек либрации, а также устойчивых и неустойчивых инвариантных многообразий, разделяющих пространство векторов состояния на

области, отвечающие транзитным и нетранзитным траекториям.

Строгий критерий, позволяющий по вектору состояния установить является ли траектория транзитной или нетранзитной в исходной нелинейной задаче отсутствует. Поэтому на практике используются косвенные геометрические критерии, позволяющие ответить на этот вопрос. На применении такого подхода основаны методы расчета орбит вокруг точек либрации, предложенные в работах [17–20]. В качестве критерия для определения транзитной орбиты может применяться пересечение некоторой плоскости [20], сферы [18] или нелинейной поверхности, образованной вращением горизонтальной орбиты Ляпунова [19].

Построение траекторий перелета к Луне

Алгоритм построения траекторий перелета к Луне состоит из двух этапов. На первом этапе в круговой ограниченной задаче трех тел, моделирующей систему Земля – Луна, осуществляется поиск транзитных орбит, позволяющих перевести КА на полярную орбиту ИСЛ заданной высоты с минимальным тормозным импульсом. На втором этапе в эфемеридной модели Солнечной системы рассчитывается пассивная перелетная траектория с круговой околоземной орбиты радиуса 6545 км (высота орбиты — 167 км).

Для построения транзитных орбит использован геометрический критерий, предложенный ранее в работе [18] и основанный на использовании характерных особенностей структуры пространства векторов состояния круговой ограниченной задачи трех тел. Область возможных положений, определяемую соотношением (4), можно разделить на три подобласти, соответствующие трем слагаемым правой части уравнения (2), как показано на рис. 1а. Первое слагаемое отвечает внешней подобласти, второе — подобласти преимущественного влияния Луны и третье — подобласти преимущественного влияния Земли. При больших значениях J_C эти подобласти не связаны между собой. При $J_C \leq 3.1884$ вторая и третья подобласти объединяются посредством перешейка в окрестности точки L_1 . При $J_C \leq 3.1722$ первая и вторая подобласти объединяются посредством перешейка в окрестности точки L_2 . Движение КА, начинающееся около Луны, будет транзитным по отношению к L_2 , если после попадания в ее окрестность он покинет вторую подобласть и окажется в первой. В качестве формального критерия этого перехода выбрано пересечение сферы с центром в Земле и радиусом 500 тыс. км, что проиллюстрировано на рис. 1б.

Вектор состояния на круговой полярной орбите ИСЛ заданной высоты однозначно определяется двумя параметрами: долготой восходящего узла (Ω) и истинной аномалией (τ). Для

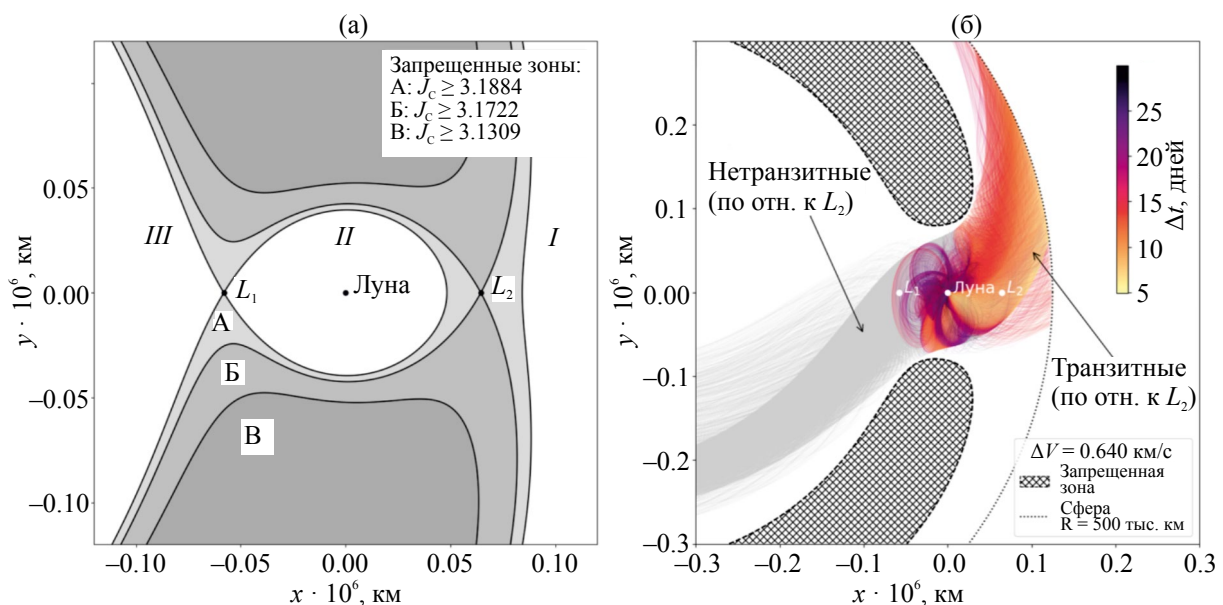


Рис. 1. Области возможных положений и идентификация транзитных орбит круговой ограниченной задачи трех тел: (а) Области возможных положений для различных значений константы Якоби; (б) Определение транзитных орбит по критерию пересечения сферы радиуса 500 тыс. км с центром в Земле.

иллюстрации принципа работы критерия определения транзитных по отношению к L_2 орбит на рис. 1б представлены траектории, полученные при полном переборе этих параметров с шагом в один градус при заданном значении $\Delta V_M = 640$ м/с. Пересечение сферы с плоскостью xy показано пунктиром. Область плоскости xy , состоящая из точек, не удовлетворяющих критерию (4) отмечена штриховкой. Цвет транзитной орбиты отвечает времени, необходимому для пересечения сферы, в соответствии с приведенной на рисунке шкалой. Можно видеть, что все транзитные по отношению к L_2 траектории пересекают описанную выше сферу.

При заданном значении $J_C < 3.1722$, время, требующееся для перехода из второй подобласти в первую, зависит от начального вектора состояния и, вообще говоря, не ограничено. Поэтому при поиске транзитных орбит рассматривались только такие варианты, при которых добавление к вектору состояния, соответствующему круговой орбите ИСЛ, апсидального импульса скорости ΔV_M приводило к пересечению сферы в течение заданного промежутка времени Δt_M .

В работе посредством полного перебора с шагом в 1° отыскивалась комбинация (Ω, τ) , обеспечивающая минимальное значение ΔV_M при заданном Δt_M . Поскольку орбиты, соответствующие найденным сочетаниям Ω , τ и ΔV_M , являются транзитными, они всегда проходят через окрестность точки L_2 . Это означает, что уменьшением ΔV_M до некоторого значения $\Delta V_{M,\min}$ можно добиться перехода на орбиту вокруг этой точки либрации.

В рамках данного исследования поиск $\Delta V_{M,\min}$ осуществлялся посредством метода ограничивающих плоскостей, описанного авторами в предыдущих работах [20, 21]. Интегрирование круговой ограниченной задачи трех тел осуществлялось посредством программной библиотеки OrbiPy [22]. Использовался метод интегрирования *Dop853*, который принадлежит классу явных методов Рунге — Кутты 8-го порядка с переменным шагом. Погрешность интегрирования выбрана в 10^{-12} безразмерных единиц ($\sim 4 \cdot 10^{-7}$ км для системы Земля — Луна).

В силу симметрии круговой ограниченной задачи трех тел, найденным таким образом вариантам перехода с полярной орбиты ИСЛ на орбиту вокруг точки L_2 соответствуют зеркальные варианты перехода с орбиты вокруг L_2 на орбиту ИСЛ. Для этих вариантов значения $\Delta V_{M,\min}$ сохраняются, а величины Ω и τ меняют знак.

На втором этапе расчет орбит перелета осуществлялся в эфемеридной модели Солнечной системы с помощью программного пакета GMAT [22] посредством численного интегрирования системы уравнений движения в невращающейся прямоугольной геоцентрической системе координат. Для задания геопотенциала использовалась гравитационная модель GSFC JGM-2 с разложением по сферическим гармоникам 8×8 . Солнце, Луна и планеты Солнечной системы учитывались как точечные массы.

Интегрирование траектории осуществляется в обратном времени для найденных на предыдущем этапе комбинаций Ω и τ , взятых с обратным знаком. Сначала осуществляется уточнение найденного в ограниченной задаче трех тел значения переходного импульса — $\Delta \tilde{V}_{M,\min}$ (переходные импульсы, рассчитанные в эфемеридной задаче, будем обозначать волной сверху). После чего осуществляется варьирование переходного импульса $\Delta \tilde{V}_M$ в пределах $\Delta \tilde{V}_{M,\min}, \Delta \tilde{V}_{M,\min} + 1$ м/с. При построении орбиты, уравнения движения интегрируются, начиная с момента применения тормозного импульса у Луны и заканчивая моментом достижения перигея. Таким образом, численно строится функция, описывающая зависимость радиуса перигея от тормозного импульса: $R_{\Pi}(\Delta \tilde{V}_M)$. Значения $\Delta \tilde{V}_M$, соответствующие заданной высоте перигея, отыскиваются методом секущих.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены результаты расчета транзитных орбит для значений Δt_M , равных 10, 15, 20 и 30 дням. Значения Ω и τ отложены по горизонтальной и вертикальной осям соответственно. Штрихованные области, соответствующие различным значениям ΔV_M , ограничивают комбинации Ω и τ , приводящие к транзитным орбитам за заданное время. Маркерами отмечены точки, соответствующие минимальным значениям ΔV_M . Когда τ принимает значения, равные 0° или 180° , начальная скорость направлена ортогонально плоскости xy . Комбинации (Ω, τ) , приводящие к движению КА в противоположную от Земли сторону, принадлежат областям, заштрихованным на рис. 2а. При увеличении Δt_M структура областей параметров, приводящих к транзитным орбитам усложняется, причем минимальные значения ΔV_M наблюдаются при сочетаниях Ω и τ , соответствующих направлению «к Земле». Это объясняется

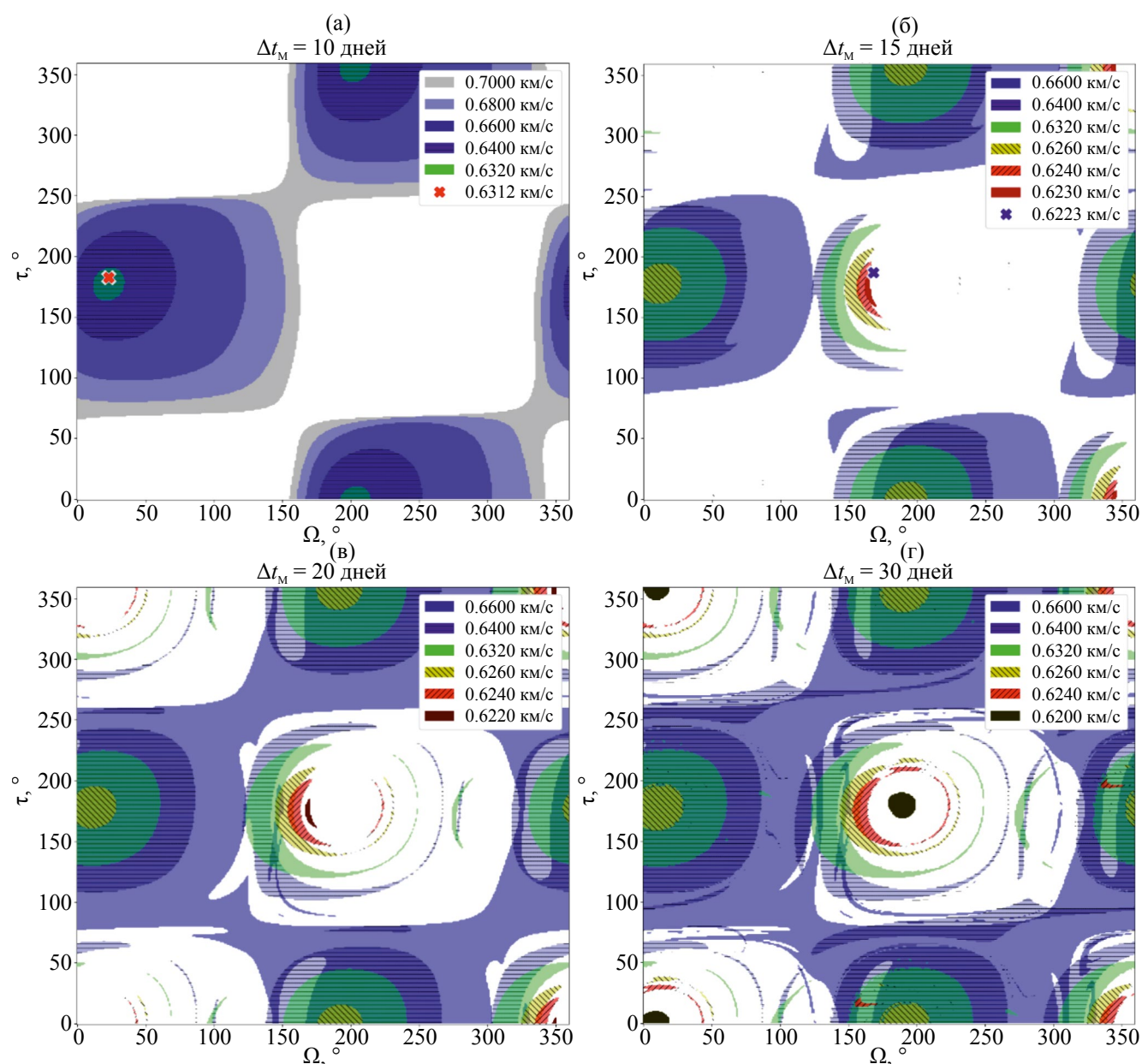


Рис. 2. Комбинации долготы восходящего узла (Ω) полярной орбиты и истинной аномалии (τ) КА, которые при применении апсидального маневра ΔV_M приводят к транзитным орбитам за время Δt_M , равное: (а) 10 дням; (б) 15 дням; (в) 20 дням; (г) 30 дням.

тем, что при достаточном количестве времени, возникают траектории перехода в окрестность точки L_2 через окрестность точки L_1 .

На рис. 3 приведены примеры решений круговой ограниченной задачи трех тел, соответствующих минимумам ΔV_M , полученным при Δt_M равном 10 и 15 дням. Точки, на плоскости $\Omega - \tau$, соответствующие этим орбитам, отмечены маркерами на рис. 2. Траектории, изображенные на рис. 3а, соответствуют комбинации параметров ($\Omega = 23^\circ$, $\tau = 183^\circ$), приводящей к движению по

направлению «от Земли». Пунктирной линией изображена траектория, соответствующая $\Delta V_M = 631.2 \text{ м/с}$. КА попадает на транзитную по отношению к L_2 орбиту и быстро покидает сферу действия Луны. Время нахождения в окрестности L_2 может быть увеличено с помощью метода ограничивающих плоскостей, что приведет к уменьшению ΔV_M . Траектория, соответствующая $\Delta V_{M,\min} = 625.4 \text{ м/с}$, рассчитанная в ограниченной задаче трех тел, представлена на рис. 3а непрерывной линией.

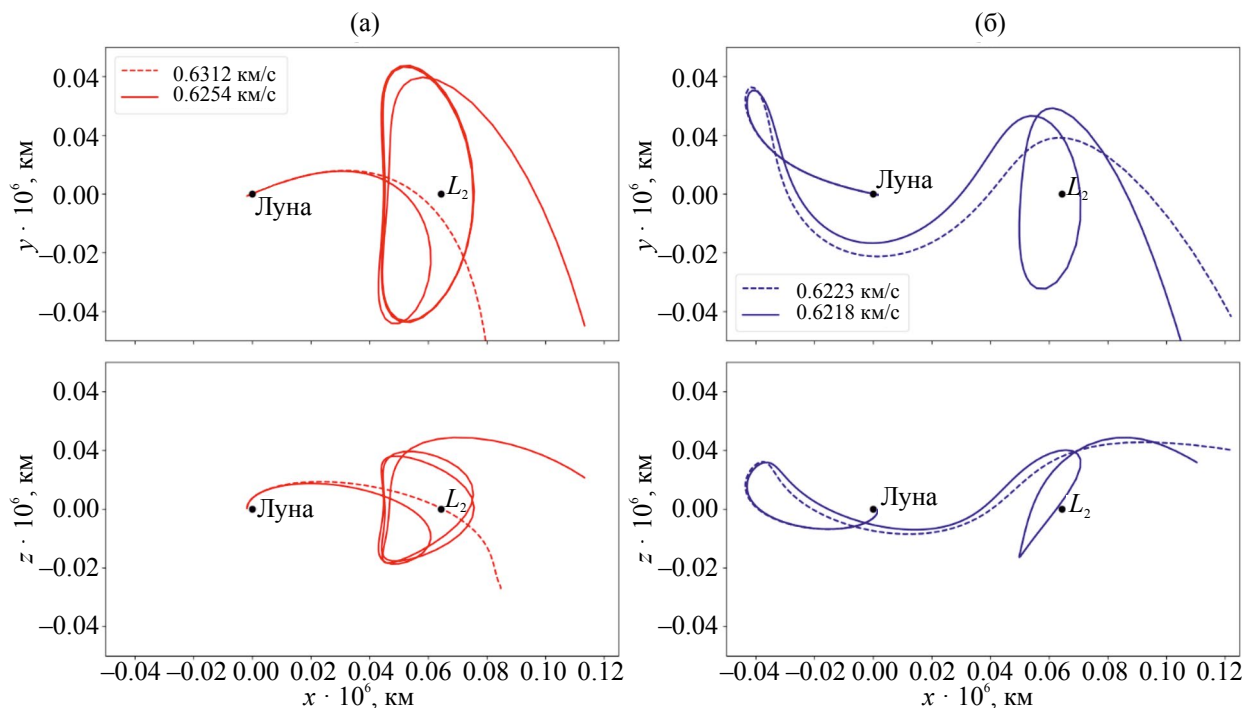


Рис. 3. Примеры решений круговой ограниченной задачи трех тел, соответствующие значениям Ω , τ при применении отлетных импульсов ΔV_M (пунктир) и $\Delta V_{M,\min}$ (непрерывная линия), полученным при расчете транзитных орбит при различных значениях Δt_M : (а) 10 дней; (б) 15 дней.

Траектории, изображенные на рис. 3б, соответствуют начальному направлению движения к Земле. Пунктирной линией изображена траектория, соответствующая $\Delta V_M = 622.3$ м/с, непрерывной линией — траектория, соответствующая начальной скорости, уточненной с помощью метода плоскостей ($\Delta V_{M,\min} = 621.8$ м/с). Эти траектории будут нетранзитными по отношению к точке L_1 и транзитными по отношению к точке L_2 . Космический аппарат направляется в окрестность L_1 , но не переходит в область преимущественного влияния Земли, а возвращается к Луне и, облетая ее, попадает в окрестность L_2 . При увеличении ΔV_M орбита становится транзитной по отношению к L_1 и, как следствие, не приводит к L_2 . Таким образом, увеличение импульса приводит к тому, что КА не может удалиться на 500 тыс. км от Земли в течение заданного срока. В рассматриваемом примере вектор состояния, соответствующий $\Omega = 168^\circ$, $\tau = 187^\circ$ и $\Delta V_M = 622.3$ м/с, приводит в течение 15 дней к транзитной по отношению к L_2 орбите и не приводит к таковой при $\Delta V_M = 625$ м/с. Это хорошо видно на рис. 2б — точка, отмеченная маркером, принадлежит заштрихованной области, соответствующей 623 м/с, и не принадлежит областям, соответствующим большим значениям ΔV_M .

Такой эффект характерен для точек, отвечающих орбитам непрямого перелета к L_2 . Если перелет к L_2 не связан с дополнительными облетами Луны (примером служит орбита, изображенная на рис. 3а), этого эффекта не наблюдается.

На втором этапе производилось интегрирование уравнений движения в реалистичной системе сил, учитывающей гравитационное влияние Солнца, Луны и планет Солнечной системы. Траектории строились в обратном времени для векторов состояния, соответствующих взятым с обратным знаком значениям Ω и τ , найденным на первом этапе. В качестве примера был выбран 2030 г.

При рассмотрении траектории вне рамок ограниченной задачи трех тел возникают возмущения, связанные с эллиптичностью орбиты Луны, влиянием Солнца и планет Солнечной системы, поэтому значение $\Delta \tilde{V}_{M,\min}$ изменяется в зависимости от времени совершения импульса. На рис. 4 представлены зависимости $\Delta \tilde{V}_{M,\min}$ от даты в пределах 2030 г. (непрерывная линия) в сравнении со значением, полученным в круговой ограниченной задаче трех тел ($\Delta V_{M,\min}$ — пунктирная линия) для двух вариантов перелета, рассмотренных выше. За счет эксцентриситета и

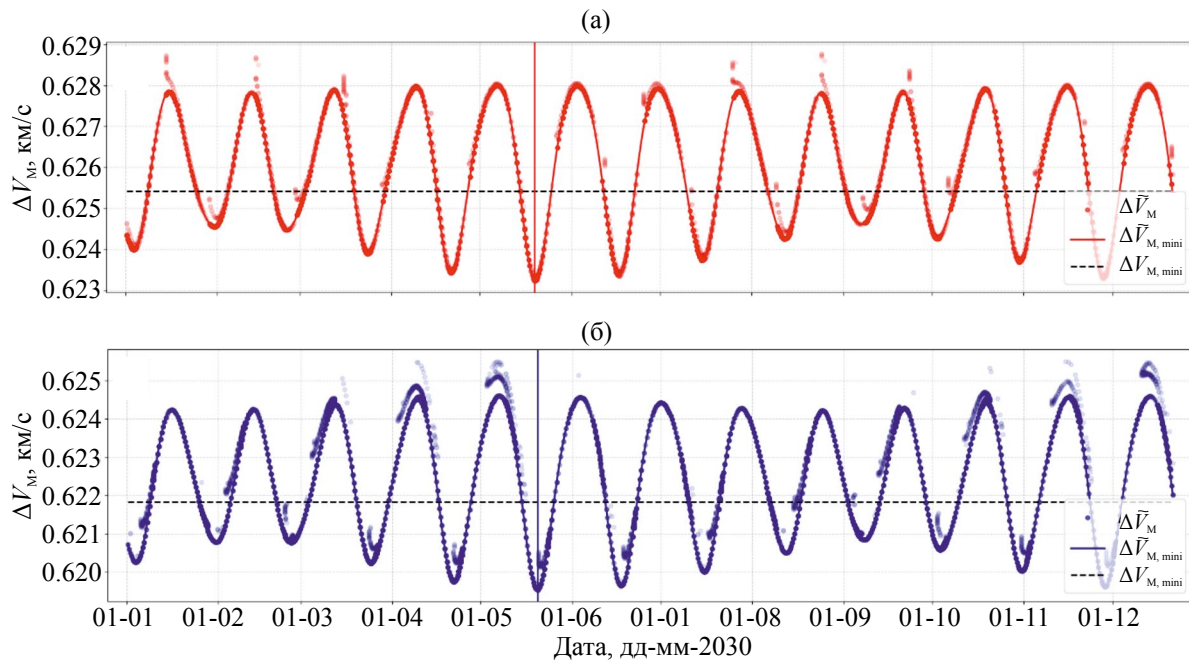


Рис. 4. Зависимость тормозных импульсов у Луны для рассчитанных в эфемеридной модели Солнечной системы вариантов перелета ($\Delta\tilde{V}_M$ — маркеры) в сравнении с импульсом перехода с орбиты вокруг точки либрации, рассчитанным в эфемеридной модели ($\Delta\tilde{V}_{M,\min}$ — сплошная линия) и в ограниченной задаче трех тел ($\Delta V_{M,\min}$ — пунктирная линия) от времени их выполнения для двух вариантов перелета: (а) маршрут без облета точки L_1 системы Земля — Луна; (б) маршрут с облетом точки L_1 системы Земля — Луна.

эволюции Лунной орбиты, а также влияния Солнца, величина переходного импульса меняется в пределах 3...5 м/с в течение каждого лунного месяца.

Представленные на рис. 4 значения $\Delta\tilde{V}_{M,\min}$ приводят к транзитным орбитам, которые задерживаются в окрестности лунной точки L_2 более чем на 40 дней. Увеличение импульса в пределах 1 м/с позволяет сократить этот срок до 10 дней для прямого перелета и 15 дней для перелета через L_1 . Таким образом, при достижении КА расстояния 500 тыс. км от Земли угол между проекцией вектора Земля — КА на плоскость эклиптики и направлением Земля — Солнце может меняться в пределах 360° за счет варьирования значения $\Delta\tilde{V}_M$. Изменение угла в свою очередь приводит к возникновению транзитных и нетранзитных по отношению к точкам либрации L_1 или L_2 орбит в системе Солнце — Земля, часть из которых проходит на требуемом расстоянии от Земли. Таким образом, за счет варьирования переходного импульса осуществляется поиск траекторий перелета на полярные орбиты ИСЛ. Этот процесс проиллюстрирован на рис. 5 и 6.

На рис. 5 представлены орбиты перелета, соответствующие дате выполнения тормозного

импульса у Луны, отвечающей минимуму $\Delta\tilde{V}_M$ (19.V.2030, 12:29:44 UT) среди вариантов прямого перелета L_2 — ИСЛ. На рис. 3а эта дата отмечена вертикальной линией. На рис. 5б траектории представлены во вращающейся СК, соответствующей системе массивных тел Земля — Луна. Варьирование $\Delta\tilde{V}_M$ в пределах 1 м/с порождает пучок траекторий, отличающихся временем, на которое КА задерживается в окрестности лунной точки L_2 . На рис. 5а эти же траектории представлены во вращающейся СК, соответствующей системе Солнце — Земля; можно видеть, что некоторые из них, сделав виток вокруг одной из точек либрации этой системы, проходят на близком расстоянии от Земли. Траектории, перигей которых находится на расстоянии 6545 км от центра Земли, показаны жирными непрерывными и пунктирными линиями. Пунктир означает, что траектория перелета соответствует ретроградной околоземной орбите. Проградным орбитам соответствуют траектории перелета, показанные непрерывной линией. Можно видеть, что низкоэнергетический перелет на орбиту ИСЛ возможен через одну из коллинеарных точек либрации (L_1 или L_2) системы Солнце — Земля. При этом в зависимости от времени нахождения в окрестностях этих точек, перелет может занимать разное

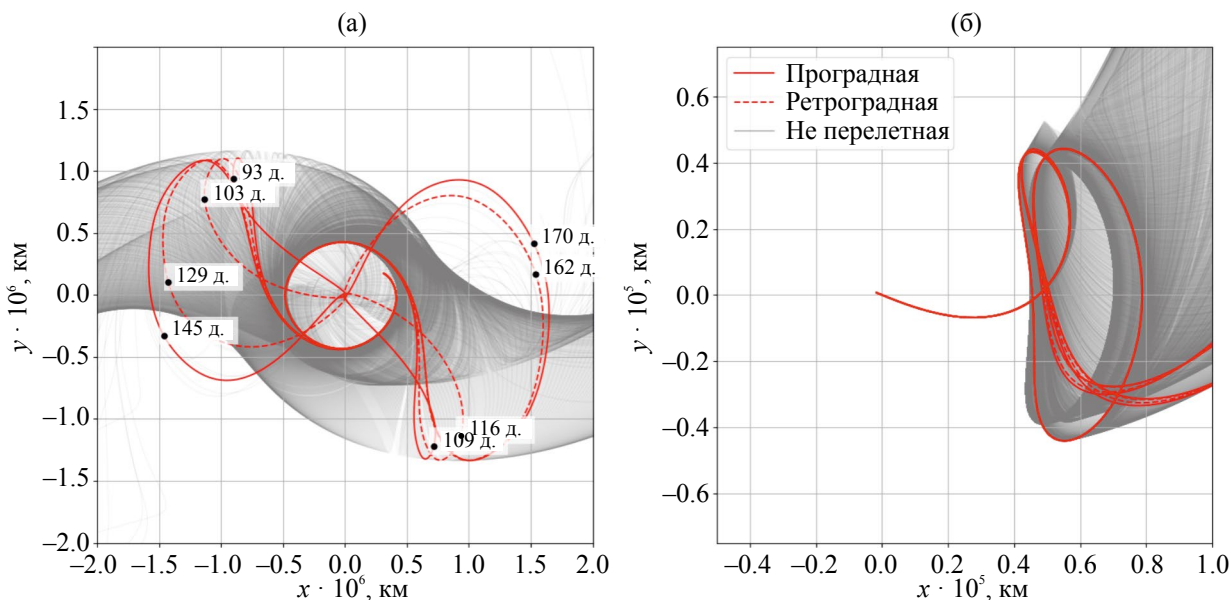


Рис. 5. Варианты перелета на ИСЛ через лунную точку L_2 при совершении тормозного импульса у Луны 19.V.2030, 12:29:44 UT, показанные во вращающихся СК, соответствующих разным системам массивных тел: (а) Солнце – Земля; (б) Земля – Луна.

время. Длительность представленных на рис. 5а вариантов перелета указана рядом с соответствующими траекториями и составляет от 92 до 169 дней.

На рис. 6 представлены орбиты перелета, соответствующие дате выполнения тормозного

импульса у Луны, отвечающей минимуму $\Delta\tilde{V}_M$ (20.V.2030, 05:51:47 UT) среди вариантов перелета $L_2 - L_1 - \text{ИСЛ}$. При варьировании тормозного импульса $\Delta\tilde{V}_M$ в пределах 620...621 м/с найдено четыре варианта перелета, соответствующих

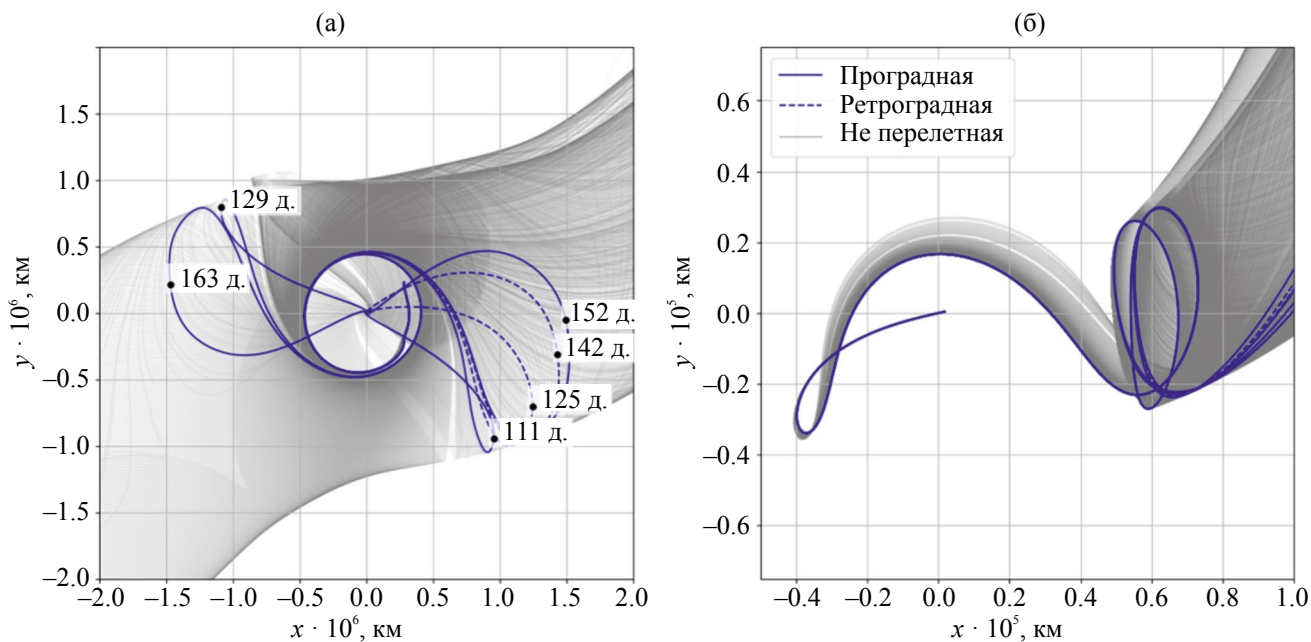


Рис. 6. Варианты перелета на ИСЛ через лунную точку L_1 при совершении тормозного импульса у Луны 20.V.2030, 05:51:47 UT, показанные во вращающихся СК, соответствующих разным системам массивных тел: (а) Солнце – Земля; (б) Земля – Луна.

Таблица 1. Параметры траекторий перелета на полярные орбиты ИСЛ

№	Наклонение околоземной орбиты, град	Дата, время (UT) старта	Время перелета, дни	Тормозной импульс, м/с	Тип перелета
1	24	25.XII.2029, 11:59:52	145	623.3	L_2
2	58	15.II.2030, 11:59:08	93	623.3	L_2
3	66	30.XI.2029, 19:16:48	170	623.2	L_2
4	33	30.I.2030, 10:20:50	109	623.2	L_2
5	66	19.XII.2029, 02:17:59	152	619.5	L_1
6	62	29.I.2030, 15:54:24	111	619.5	L_1
7	28	07.XII.2029, 20:39:27	163	619.5	L_1
8	40	11.I.2030, 14:49:58	129	619.5	L_1

проградным околоземным орбитам длительно-стью от 110 до 163 дней.

Характеристики перелетов, представленных на рис. 5 непрерывными линиями, приведены в табл. 1. В таблице приведены только варианты перелетов, начинающиеся с проградных околоземных орбит. При этом наклонения этих орбит принимают значения от 24° до 66° . Значения наклонений околоземных орбит, с которых начинаются рассчитанные в работе перелеты, приведены на рис. 7 в зависимости от даты старта. Можно видеть, что независимо от маршрута перелета значения возможных наклонений

плотно покрывают диапазон от 30° до 150° . При старте в октябре 2029 или мае 2030 г. существуют перелеты, начинающиеся с околоземной орбиты с наклонением 0° . Задача обеспечения требуемого наклонения выходит за рамки настоящего исследования, однако его результаты показывают принципиальную возможность ее решения при сохранении значений тормозного импульса, проиллюстрированных на рис. 4.

Надо отметить, что варьирование тормозного импульса в пределах 1 м/с теоретически позволяет найти бесконечное количество орбит перелета, поскольку время нахождения

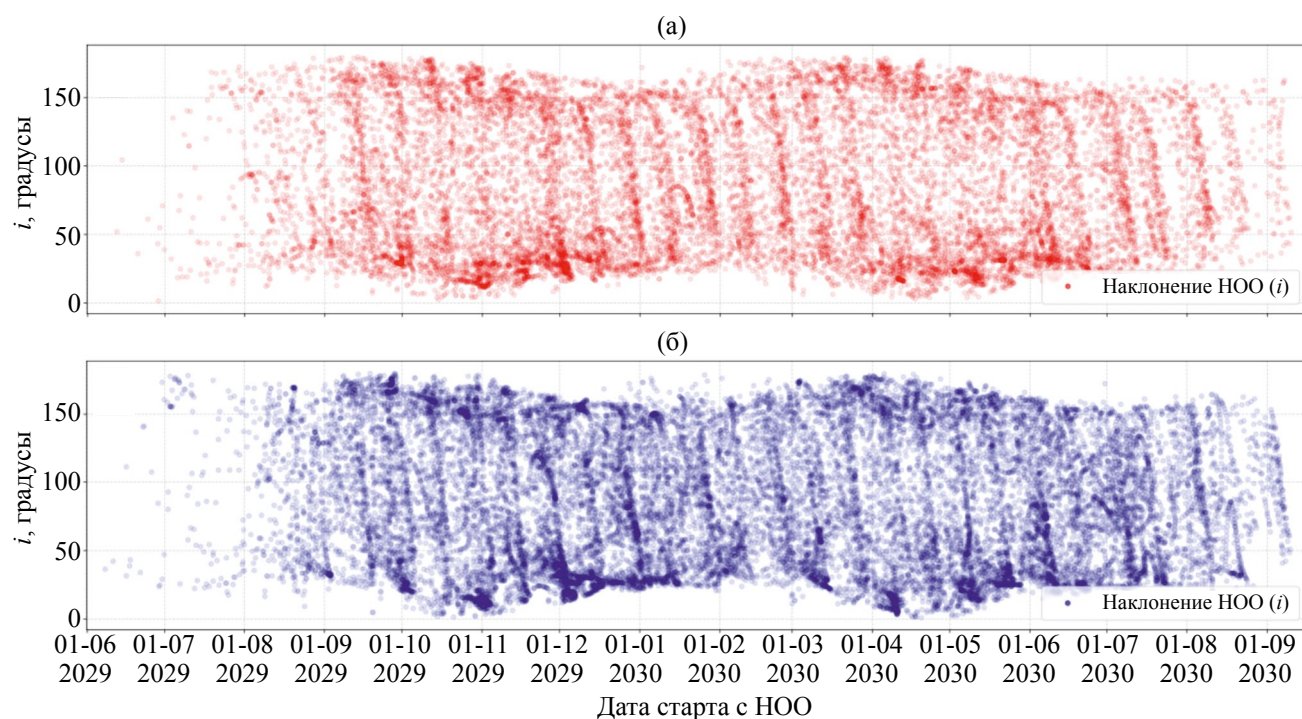


Рис. 7. Наклонение орбиты ИСЗ, с которой начинается перелет, в зависимости от даты старта при использовании различных маршрутов перелета: (а) маршрут без облета точки L_1 системы Земля – Луна; (б) маршрут с облетом точки L_1 системы Земля – Луна.

в окрестности точки либрации может быть неограниченно. Однако разность между $\Delta\tilde{V}_M$ для орбит, совершающих N и $N+1$ оборот вокруг точки либрации, быстро стремится к нулю при увеличении N , что ограничивает возможности численного расчета. С другой стороны, поиск вариантов перелета, занимающих большее время, за счет пренебрежимо малого уменьшения тормозного импульса не представляется продуктивным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен алгоритм поиска низкоэнергетических траекторий перелета на полярные орбиты ИСЛ и выполнено исследование возможностей осуществления таких перелетов в 2030 г.

Наименьшие значения тормозного импульса достигаются, если приближение к Луне происходит после последовательного облета точек L_2 и L_1 системы Земля — Луна. Если переход на орбиту ИСЛ осуществляется через облет точки L_2 , но без облета точки L_1 , значение тормозного импульса оказывается выше в среднем на 3 м/с.

Минимальное значение тормозного импульса зависит от даты его совершения и может варьироваться в течение года в пределах 5 м/с. В 2030 г. датой, соответствующей минимальному импульсу, является 20 мая. При этом дата старта может меняться в зависимости от длительности пребывания космического аппарата в окрестностях точек либрации систем Солнце — Земля и Земля — Луна, облет которых осуществляется в рамках выбранного варианта перелета.

Показано, что значение тормозного импульса у Луны при перелете на ИСЛ высотой 150 км может составлять 619.5 м/с при времени перелета 111 дней. В этом случае старт с околоземной орбиты должен осуществляться 29.I.2030, после чего космический аппарат последовательно облетает окрестности точки L_2 системы Солнце — Земля, L_2 системы Земля — Луна и L_1 системы Земля — Луна. При увеличении тормозного импульса до 623.3 м/с время перелета может быть сокращено до 93 дней. В этом случае старт должен осуществляться 15.II.2030, а маршрут перелета включает последовательный облет точек L_2 систем Солнце — Земля и Земля — Луна.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Статья подготовлена в ходе работы в рамках Программы фундаментальных исследований Национального исследовательского университета

«Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ). Исследование выполнено с использованием суперкомпьютерного комплекса НИУ ВШЭ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефанов В.В., Долгополов В.П. Луна. От исследования к освоению (к 50-летию космических аппаратов «Луна-9» и «Луна-10») // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2016. Т. 34. № 4. С. 3–8.
2. Митрофанов И.Г., Зеленый Л.М. Об освоении Луны. Планы и ближайшие перспективы // Земля и Вселенная. 2019. № 4. С. 16–37. DOI:10.7868/S0044394819040029.
3. Митрофанов И.Г., Зеленый Л.М., Третьяков В.И. и др. Луна-25: Первая полярная миссия на Луну // Астрономический вестник. 2021. Т. 55. № 6. С. 497–508. DOI:10.31857/S0320930X21060098.
4. Казмерчук П.В., Шириаков А.Е. Космический аппарат «Луна-25» — Возвращение на Луну // Астрономический вестник. 2021. Т. 55. № 6. 509–521. DOI:10.31857/S0320930X21060050.
5. Belbruno E.A., Miller J. A ballistic lunar capture trajectory for the Japanese spacecraft Hiten. Technical Report Jet Propulsion Laboratory Interoffice Memorandum 312/90.4-1731-EAB. 1990.
6. Ивашкин В.В. Об оптимальных траекториях полета КА к Луне в системе Земля — Луна — Солнце // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2001.
7. Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В., Симонов А.В. и др. Анализ траекторий выведения КА на высокие орбиты искусственного спутника Луны с использованием двухимпульсного торможения // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2023. Т. 60. С. 27–37. DOI:10.26162/LS.2023.60.2.004.
8. Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В., Симонов А.В. и др. Анализ траекторий выведения космического аппарата на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны // Космические исследования. 2022. Т. 60. С. 235–245. DOI:10.31857/S0023420622030050.
9. Koon W.S., Lo M.W., Marsden J.E. et al. Low energy transfer to the Moon // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 2001. V. 81. P. 63–73. DOI:10.1023/A:1013359120468.
10. Oshima K., Toppito F., Yanao T. Low-energy transfers to the Moon with long transfer time // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 2019. V. 131. Art.ID. 4. DOI:10.1007/s10569-019-9883-7.

11. *Toppato F.* On optimal two-impulse Earth-Moon transfers in a four-body model // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. 2013. V. 117. P. 279–313. DOI:10.1007/s10569-013-9513-8.
12. *Tan M., Zhang K., Wang J.* A Sun – Earth stable manifold-based method for planar two-impulse Earth – Moon transfer design // *J. Astronautical Sciences*. 2023. V. 70. Art.ID. 5. DOI:10.1007/s40295-023-00373-z.
13. *Scheuerle S.T., Howell K.C.* Characteristics and analysis of families of low-energy ballistic lunar transfers // *AAS/AIAA Astrodynamics Specialist Conference*. Big Sky. Montana. 2021. P. 1–20.
14. *Parker J.S., Anderson R.L.* Low-Energy Lunar Trajectory Design. Wiley, 2014. ISBN: 978-1-118-85531-7.
15. *Gómez G., Masdemont J.J., Mondelo J.M.* Libration point orbits: a survey from the dynamical point of view // *Libration Point Orbits and Applications*. 2003. P. 311–372. DOI:10.1142/9789812704849_0016.
16. *Koon W.S., Lo M.W., Marsden J.E. et al.* Heteroclinic connections between periodic orbits and resonance transitions in celestial mechanics // *Chaos: Interdisciplinary J. Nonlinear Science*. 2000. V. 10. Iss. 2. P. 427–469. DOI:10.1063/1.166509.
17. *Hechler M., Cobos J.* Herschel, Planck and GAIA orbit design // *Libration Point Orbits and Applications*. 2003. P. 115–135. DOI: 10.1142/9789812704849_0006.
18. *Ren Y., Shan J.* A novel algorithm for generating libration point orbits about the collinear points // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. 2014. V. 120. P. 57–75. DOI:10.1007/s10569-014-9560-9.
19. *Zhang H., Li S.* A general method for the generation and extension of collinear libration point orbits // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. 2016. V. 126. P. 339–367. DOI:10.1007/s10569-016-9698-8.
20. *Aksenov S., Bober S., Guskova M.* Mapping of initial conditions for libration point orbits // *Advances in Space Research*. 2021. V. 68. P. 2501–2514. DOI:10.1016/j.asr.2021.04.035.
21. *Аксенов С.А., Бобер С.А.* Расчет и исследование ограниченных орбит вокруг точки либрации L_2 системы Солнце – Земля // *Косм. исслед.* 2018. Т. 56. № 2. С. 160–167. DOI:10.7868/S0023420618020097.
22. Свидетельство о государственной регистрации: RU 2021616743. Российская Федерация. Модуль OrbiPy для расчета движения космического аппарата в ограниченной круговой задаче трех тел. Программа для ЭВМ. *Бобер С.А., Гуськова М.С., Аксенов С.А.* Дата регистрации: 26.04.2021. Дата публикации: 26.04.2021.

УДК 531.01:629.191

АНАЛИЗ КОРРЕКЦИИ ТРАЕКТОРИИ ВЫВЕДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ВЫСОКИЕ КРУГОВЫЕ ОРБИТЫ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЛУНЫ С ПОМОЩЬЮ ДВУХИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕХОДА

Е. С. Гордиенко^{1, *}, В. В. Ивашкин²

¹Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина, Химки, Россия

²Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*gordienko.evgeny@gmail.com

Поступила в редакцию 11.10.2023

Переработанный вариант 19.11.2023

Принята к публикации 04.12.2023

Рассматривается коррекция траектории двухимпульсного выведения космического аппарата на высокую круговую орбиту искусственного спутника Луны с учетом ошибок определения положения и скорости спутника, а также ошибок выдачи импульсов скорости по величине и по направлению. Рассматриваются коррекции траектории с одним и двумя корректирующими импульсами. Приводятся результаты анализа. Делаются выводы о практическом применении таких траекторий.

DOI: 10.31857/S0023420624050054, EDN: IHNTLR

Освоение Луны является одной из важнейших задач по исследованию космического пространства. В разное время построением лунных траекторий занимались отечественные ученые: В.А. Егоров [1], Д.Е. Охочимский, М.Л. Лидов [2], В.В. Ивашкин [3, 4], Ю.П. Улыбышев [5], Р.Ф. Муртазин [6] и многие другие, а также целый ряд зарубежных исследователей, например, Е.А. Belbruno, J.K. Miller [7], G. Chin [8], Yu. Zhang [9]. Ее освоение включает в себя решение множества задач, среди которых обеспечение связи с лунными и окололунными объектами, с Землей, ретрансляция сигналов с Луны на Землю и обратно [10], а также навигация на поверхности Луны и в окололунном пространстве [11]. Эти вопросы можно решить, в том числе, с помощью создания лунной многофункциональной спутниковой системы (ЛМСС), расположенной на высоких круговых орбитах вокруг Луны [12]. Для ее построения, в частности, необходимо решить задачу определения наилучшей по критерию минимизации характеристической скорости траектории выведения на орбиты ЛМСС.

Проведенный в работах Т.Н. Edelbaum, В.В. Ивашкина [13], Д.Е. Охочимского [14]

анализ трехимпульсного перехода с подлунной траектории на орбиту искусственного спутника Луны (ИСЛ) в центральном поле Луны показал, что трехимпульсный переход может быть выгоднее одноимпульсного. Данный вывод подтвердили результаты исследования биэллиптического перехода на высокие орбиты ИСЛ [15, 16]. Анализ траекторий, использующих трехимпульсное выведение при переходе на высокие орбиты ИСЛ, продемонстрировал, что существует частный случай таких траекторий, при котором промежуточный импульс в наиболее удаленной точке не сообщается [6, 16, 17]. Далее будем называть его двухимпульсным переходом [15]. Ранее уже был описан метод получения таких траекторий [17]. Однако для них, как и для траекторий с трехимпульсным маневром торможения, при переходе на высокие орбиты ИСЛ важным остается вопрос их практической реализации, с учетом коррекции и навигации.

Влияние возмущающих факторов ведет к тому, что реальные параметры орбиты КА практически всегда отличаются от расчетных [18]. Полученные с помощью математических методов номинальные траектории меняются в

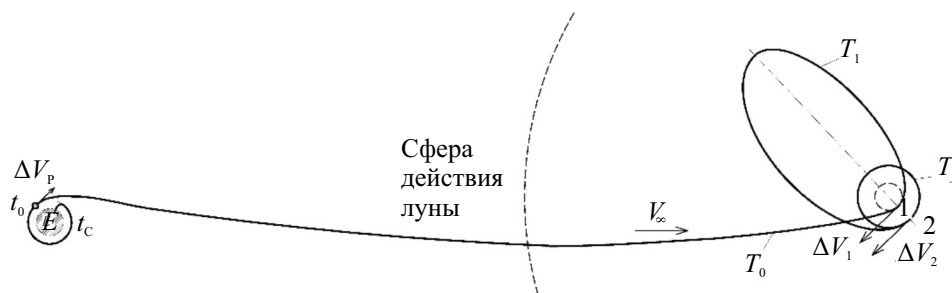


Рис. 1. Схема двухимпульсного выведения КА на высокую круговую орбиту ИСЛ радиусом a_f в номинальном случае.

реальном полете под воздействием факторов, наиболее весомыми из которых являются ошибки выдачи импульсов, как по модулю, так и по направлению, а также ошибки знания траектории, как по положению, так и по скорости. Анализ влияния этих факторов на траекторию выведения КА на высокую круговую орбиту искусственного спутника Луны (ИСЛ) и посвящена настоящая работа.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе рассматривается задача оценки суммарной характеристической скорости W на реализацию траектории перехода КА с начальной селеноцентрической гиперболы на конечную высокую круговую орбиту ИСЛ с заданными величинами большой полуоси $a(t_f) = a_f = R_M + H_f$ (равной 5 тыс. км), эксцентриситета $e(t_f) = e_f = 0$ и наклона к плоскости лунного экватора $i(t_f) = 90^\circ$ с учетом ее коррекции. При этом номинальная траектория перелета КА от Земли до данной высокой орбиты ИСЛ берется из предыдущего анализа [17], более детально она рассмотрена далее, в разделе 3. Коррекция траектории полета КА рассматривается только на ее конечном участке, от периселения гиперболы подлета к Луне до перехода на конечную орбиту ИСЛ. Будут рассмотрены схемы с одним или двумя корректирующими импульсами, с двух- или трехпараметрической коррекцией [18, 19]. Задача оценки затрат суммарной характеристической скорости перехода W сводится к задаче ее минимизации:

$$W \rightarrow \min. \quad (1)$$

Начальная масса КА m_0 принята равной ~2040 кг.

2. СХЕМА ВЫВЕДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ВЫСОКУЮ ОРБИТУ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЛУНЫ

Полагаем, что КА достигает Луны, двигаясь к ней по обычной траектории прямого перелета Земля — Луна. Для такого случая схема двухимпульсного выведения КА с подлетной к Луне траектории на высокую круговую орбиту ИСЛ для номинального полета представлена на рис. 1. Ракета-носитель «Союз 2.1б» стартует с Земли (E) в момент старта t_c и переводит спутник на околоземную низкую опорную орбиту. В расчетный момент t_0 разгонный блок (РБ) «Фрегат» выдает импульс скорости, переводя орбитальный блок (РБ с КА) на участок пассивной траектории полета к Луне. Далее РБ отделяется от орбитального блока, уходит на орбиту захоронения и через 2...3 витка сгорает в плотных слоях атмосферы, а КА продолжает свой путь к Луне. После проведения коррекций на участке перелета Земля — Луна, внутри сферы действия Луны (СДЛ) траектория КА представляет собой селеноцентрическую гиперболу T_0 , основной ее характеристикой является вектор скорости на бесконечности V_∞ при подлете к Луне. В ее периселении p_0 (точка 1) выдается первый, тормозной, импульс ΔV_1 , который переводит КА на высокоэллиптическую орбиту T_1 , двигаясь по которой спутник в конечном периселении p_f (точка 2), после сообщения второго, тормозного, импульса ΔV_2 , переходит на конечную круговую орбиту T_f радиусом a_f (например, 5 тыс. км). Далее в работе будем называть их первым основным и вторым основным импульсами.

3. НОМИНАЛЬНАЯ ТРАЕКТОРИЯ ВЫВЕДЕНИЯ НА ОРБИТУ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЛУНЫ

Ошибки управления при выведении КА приводят к отличию реальной траектории движения

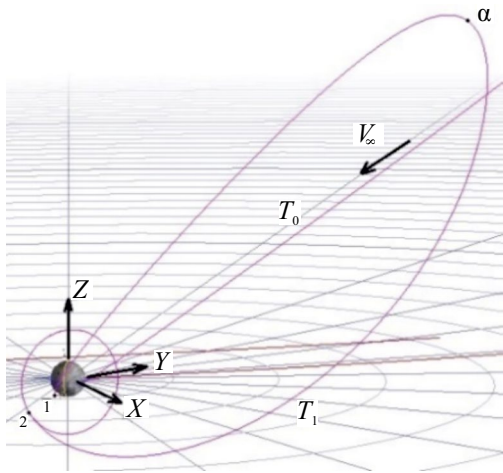


Рис. 2. Номинальная траектория двухимпульсного выведения КА на высокую орбиту ИСЛ, где осями X , Y и Z обозначены оси селенографической системы координат XYZ .

от номинальной. Отклонения параметров реальной траектории КА от их аналогов для номинальной траектории имеют вероятностный характер. Полагаем, что известны статистические характеристики случайных отклонений начальных параметров траектории КА от их расчетных (номинальных) значений: например, корреляционная матрица отклонений координат и компонент скорости на момент t_0 начала пассивного полета к Луне, дисперсии этого момента и начальной массы КА, ошибки исполнения импульсов скорости двигателем КА, ошибки навигации и др. Параметры номинальной траектории КА близки к математическим ожиданиям параметров его реальной траектории [18].

Для анализа характеристик коррекции была взята номинальная траектория выведения КА с двухимпульсным переходом с гиперболы подлета к Луне на конечную высокую орбиту ИСЛ, которая обычно является оптимальной по минимуму суммарной характеристической скорости [6, 15, 17]. Параметры такой, ранее полученной

траектории [17], представлены в табл. 1. Ее изображение в селеноцентрической системе координат (СК) MJ2000 представлено на рис. 2, где α — апоцентр номинальной высокоэллиптической орбиты T_1 , полученный после сообщения первого, тормозного, импульса ΔV_1 у Луны. Время перелета по такой траектории с начальной околоземной орбиты до момента выдачи первого тормозного импульса в периселении подлетной селеноцентрической гиперболы $\Delta t_{3-Л}$ составило ~ 5.5 сут.

В табл. 1 и далее: $t_{\pi 0}$ — время пролета периселения π_0 гиперболы подлета T_0 , в котором сообщается первый импульс ΔV_1 (точка 1); $t_{\alpha 1}$ — время пролета апоселения α орбиты T_1 ; $t_{\pi f}$ — время перехода на конечную орбиту ИСЛ в периселении π_f орбиты T_1 , в котором сообщается второй импульс ΔV_2 (точка 2), а КА переходит с высокоэллиптической орбиты T_1 на конечную орбиту T_f ; W — суммарная характеристическая скорость двухимпульсного выведения; r_α — расстояние в наиболее удаленной от Луны точке α ; m_0 — начальная масса КА при подлете к Луне (до сообщения импульса ΔV_1); m_1 — масса КА в наиболее удаленной от Луны точке α (после сообщения импульса ΔV_1); m_f — конечная масса КА (после сообщения импульса ΔV_2); a_f , Ω_f , i_f и ω_f — конечные радиус круговой орбиты, долгота восходящего узла, наклонение к плоскости экватора Луны и аргумент периселения соответственно.

Отметим, что движение КА по номинальной траектории, соответствующей данным табл. 1, и в нижеследующем анализе моделируется с учетом возмущений, которые будут рассмотрены в разделе 7. Здесь и далее все времена приведены в UTC.

4. ВОЗМУЩАЮЩИЕ ФАКТОРЫ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ВЫВЕДЕНИИ КА НА ОРБИТУ ИСЛ

Число случайных факторов, влияющих на движение КА, достаточно велико, по своему воздействию на траекторию среди них

Таблица 1. Характеристики двухимпульсного решения для номинальной траектории

$t_{\pi 0}$	$t_{\alpha 1}$	$t_{\pi f}$	ΔV_1 , м/с	ΔV_2 , м/с	W , м/с	r_α , км
16.V.2030 00:00:00	18.V.2030 01:31:06	19.V.2030 13:20:53	247.77	327.21	574.98	39753.14
m_0 , кг	m_1 , кг	m_f , кг	a_f , тыс. км	Ω_f , °	i_f , °	ω_f , °
2039.736	1884.413	1697.270	5	86.64	92.82	334.79

нет превалирующих. Пассивное движение КА в каждый момент времени t описывается случайным шестикомпонентным вектором $X = \{x, y, z, V_x, V_y, V_z\}$. В соответствии с центральной предельной теоремой, можно считать, что он подчиняется нормальному закону распределения. Такой вектор можно полностью описать корреляционной матрицей, в которой по диагонали расположены дисперсии соответствующих случайных величин, а недиагональные члены представляют собой вторые смешанные моменты [18, 19].

В работе рассматриваются коррекции траектории с учетом ошибок определения положения и скорости от момента подлета КА к Луне до момента перехода на конечную орбиту, а также ошибок выдачи импульсов скорости. Далее опишем их отдельно.

Неточность определения положения и скорости КА на орбитах вокруг Луны

Специалисты Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН оценили ошибки определения параметров движения спутника Луны [20]. При этом рассматривались три независимых интервала уточнения параметров КА.

1. От запуска с Земли до номинального момента проведения первой коррекции на перелете от Земли к Луне.

2. Между первой и второй коррекциями на перелете Земля — Луна.

3. От второй коррекции на перелете до торможения у Луны.

Определение параметров с получением оценок точности на трех описанных интервалах было проведено с использованием набора измерений наклонной дальности и радиальной скорости. В обработке были задействованы модельные измерения с трех станций: «Клен-Д» в Евпатории и Уссурийске и «Кобальт-Р» в Медвежьих Озерах (Россия). Эти же данные об измерениях будем использовать и для решения нашей задачи.

Вторая коррекция на перелете с Земли на Луну проводится в окрестности СДЛ. Наиболее удаленная от поверхности Луны точка α траектории двухимпульсного перехода также находится в непосредственной близости от СДЛ. Поэтому оценки точности определения параметров геоцентрического движения КА на участке между первой и второй коррекциями на перелете будем использовать приближенно в качестве ошибок определения положения и скорости в

окрестности наиболее удаленной от поверхности Луны точки α . Тогда в орбитальной СК mb (в координатах радиус, трансверсаль, бинормаль) они равны [20]:

$$\sigma(r) = 0.0249 \text{ км}, \sigma(n) = \sigma(b) = 0.6477 \text{ км}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \sigma(V_r) &= 0.000543 \text{ м/с}, \\ \sigma(V_n) &= \sigma(V_b) = 0.00586 \text{ м/с}. \end{aligned} \quad (3)$$

Торможение у Луны на участке прямого перелета от Земли к Луне, а также первый и второй импульсы торможения для схемы с двухимпульсным переходом, прикладываемые в периселениях орбит T_0 и T_1 (им соответствуют точки 1 и 2 на рис. 1, 2), находятся вблизи от Луны. Поэтому оценки точности определения параметров геоцентрического движения КА на участке от второй коррекции (на перелете Земля — Луна) до торможения у Луны будем использовать в качестве приближенных ошибок определения положения и скорости КА в точках 1 и 2. Тогда в орбитальной СК mb они равны:

$$\sigma(r) = 0.0318 \text{ км}, \sigma(n) = \sigma(b) = 0.9777 \text{ км}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma(V_r) &= 0.0008 \text{ м/с}, \\ \sigma(V_n) &= \sigma(V_b) = 0.0265 \text{ м/с}. \end{aligned} \quad (5)$$

Ошибки определения вектора состояния в наиболее удаленной от Луны точке α увеличиваются за счет ошибок исполнения первого основного импульса, который переводит КА с гиперболы подлета на высокоэллиптическую орбиту вокруг Луны. Ошибки определения вектора состояния в точках 1 и 2 увеличиваются за счет ошибок исполнения второго корректирующего импульса на участке траектории перелета Земля — Луна. Поэтому их следует увеличить по отношению к величинам, представленным в выражениях (2)–(5), например, удвоить или утроить. В разработанных алгоритмах это учтено в методе «зашумления» исполнения маневров, описанном в стратегии маневрирования для случаев одноимпульсной и двухимпульсной коррекций.

Изменение вектора состояния КА из-за неточности определения положения и скорости на орбитах вокруг Луны назовем «зашумлением» с учетом ошибок измерений.

Неточность сообщения импульсов скорости по модулю и по направлению

Для оценки точности исполнения маневров используются формулы (6)–(8). Точности исполнения импульсов скорости по модулю и по направлению (3σ) зависят от величины импульса

скорости и на основании экспериментальных данных рассчитываются (в метрах в секунду) следующим образом [21]:

– точность для продольной составляющей:

$$\Delta V_M = \sqrt{0.02^2 + (0.003t)^2 + (0.0005\Delta V)^2 + \left(\frac{2P_{\max}T_{\text{ц}}}{M_{\text{пм}}}\right)^2 + \left(\frac{J_{\text{пд}}}{M_{\text{пм}}}\right)^2}, \quad (6)$$

где t — время работы ДУ, с; ΔV — величина импульса скорости, м/с; $P_{\max}$ — максимальная тяга ДУ, Н; $J_{\text{пд}}$ — разброс импульса последействия при выключении ДУ, Н·с; $T_{\text{ц}}$ — длительность цикла счета бортового вычислительного комплекса (БВК), с ($T_{\text{ц}} = 0.05$ с); $M_{\text{пм}}$ — масса КА на момент выключения ДУ, кг;

– точность для поперечной составляющей:

$$\Delta V_{\Pi} \leq \Delta V_M \sin 40 \text{ угл. мин.} \quad (7)$$

Тогда общая ошибка выдачи импульса имеет вид:

$$\varepsilon(\Delta V) = \sqrt{\Delta V_M^2 + \Delta V_{\Pi}^2}. \quad (8)$$

Формула (8) приведена для качественной оценки величины общей ошибки исполнения импульса $\varepsilon(\Delta V)$ в зависимости от импульса скорости ΔV . В алгоритме зашумления учитываются только величины точностей, определяемые по формулам (6) и (7).

Полагаем, что характеристики используемых в работе двигателей соответствуют данным из табл. 2 для двух вариантов двигателя (Д1 и Д2).

Во всех расчетах начальная масса КА при полете к Луне равна $m_0 = 2039.736$ кг [21].

Таблица 2. Характеристики рассмотренных двигателей

Наименование	Д1	Д2
Количество двигателей $N_{\text{ДВ}}$	1	4
Тяга P , Н	4315	49.71
Удельный импульс $P_{\text{уд}}$, с	319	286.6
Импульс последействия $J_{\text{пд}}$, Н·с	1961	1.879

На рис. 3 представлена ошибка выдачи импульса скорости $\varepsilon(\Delta V_o)$ в зависимости от сообщаемого импульса скорости ΔV для двух вариантов двигателей Д1 и Д2. Из его анализа видно, что для импульсов ΔV менее 33.3 м/с выгоднее использовать двигатель Д2 с малой тягой, при больших величинах — двигатель Д1 с большой тягой.

Изменение вектора состояния КА из-за не точности исполнения импульсов скорости по модулю и направлению назовем «зашумлением» с учетом ошибок выдачи импульсов.

5. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Для практической реализации траектории движения КА с двухимпульсным маневром перехода на конечную орбиту, после введения ошибок во все параметры управления, надо провести расчеты его движения со всеми необходимыми коррекциями. Методика таких расчетов для различных вариантов коррекций (с одноимпульсной или двухимпульсной коррекцией, двух- или трехпараметрической коррекцией) будет рассмотрена в разделах 6 и 8.

После этого необходимо провести оценку максимальных отклонений варьируемых

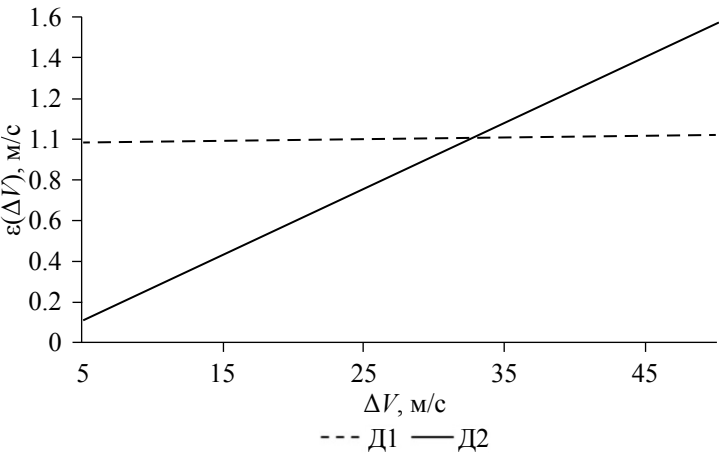


Рис. 3. Зависимость ошибки выдачи импульса скорости $\varepsilon(\Delta V)$ от величины импульса ΔV .

параметров. Обрабатываются результаты решения и определяются статистические характеристики, такие как математическое ожидание ($M(\xi)$) и среднее квадратическое отклонение ($\sigma(\xi)$) случайной величины ξ , описывающей маневр. В качестве такой величины могут выступать массовые (m_1, m_2, m_3), энергетические ($\Delta V_1, \Delta V_k$ (или ΔV_{k1} и ΔV_{k2}), $\Delta V_2, W, \Delta W$) и геометрические (e, r_π, r_α, a) характеристики, где ΔV_k — величина корректирующего импульса для случая одноимпульсной коррекции; ΔV_{k1} и ΔV_{k2} — величины первого и второго корректирующих импульсов; ΔW — отклонение суммарной характеристической скорости от ее номинальной величины; a и e — большая полуось (радиус круговой орбиты) и эксцентриситет.

Задача расчета импульсов коррекции и определения их максимальных величин сложна, поэтому на данном этапе анализа необходимые приращения характеристической скорости КА при коррекциях находятся статистическим методом Монте-Карло. Для определения наилучшего числа реализаций проводились расчеты для $10^2, 10^3, 10^4$ и 10^5 реализаций. Анализ показал, что статистические характеристики существенно отличаются друг от друга при росте числа реализаций от 10^2 до 10^4 . При этом для расчетов с 10^4 и 10^5 реализаций вероятностные характеристики получаются близкими к нормальному закону распределения. Но расчет с 10^5 реализаций требует в ~ 10 раз больше времени, чем с 10^4 . Поэтому далее для каждого из вариантов проводится цикл расчётов, состоящий из 10 тысяч случайных реализаций.

6. ВАРИАНТЫ ПРОВЕДЕНИЯ КОРРЕКЦИЙ ДВУХИМПУЛЬСНОЙ ТРАЕКТОРИИ ВЫВЕДЕНИЯ КА НА ВЫСОКИЕ ОРБИТЫ ИСЛ

Для накопления статистики моделируется участок траектории от момента подлета КА к Луне до момента его перехода на конечную орбиту ИСЛ с учётом ошибок определения параметров траектории и ошибок исполнения импульсов скорости. Для каждой реализации последовательно, с использованием итерационного метода Ньютона, решаются три или четыре крайние задачи для перехода на орбиту ИСЛ в зависимости от схемы коррекций.

Далее рассмотрим отдельно каждый из вариантов проведения коррекций: одно- или двухимпульсной коррекций, двух- или трехпараметрической коррекций.

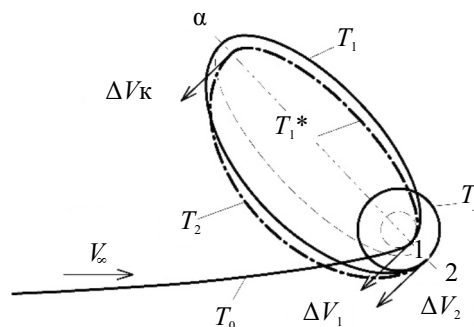


Рис. 4. Схема одноимпульсной коррекции выведения КА на высокую орбиту ИСЛ T_f .

Случай одноимпульсной коррекции

Полагаем, что в таком случае влияние ошибок определения положения и скорости, а также ошибок выдачи импульсов скорости компенсируется добавлением корректирующего импульса скорости ΔV_k в наиболее удаленной от Луны точке α , а номинальная двухимпульсная траектория выведения превращается в трехимпульсную. Ее схема приведена на рис. 4. На нем сплошной и штрихпунктирной линиями показаны номинальная траектория и траектория с учетом коррекций соответственно, также V_∞ — скорость на «бесконечности» при подлете к Луне; T_0 — гипербола подлета к Луне; T_1 — номинальная орбита КА после приложения первого основного импульса ΔV_1 ; T_1^* — участок траектории перелета спутника из периселения π_0 (точка 1) в апоселений α с учетом ошибок определения положения и скорости КА, а также ошибок выдачи первого импульса ΔV_1 ; T_2 — участок траектории перелета из апоселения α в периселений π_f (точка 2) с учетом возмущений, ошибок определения положения и скорости КА, а также ошибок выдачи корректирующего импульса ΔV_k ; ΔV_2 — второй основной импульс скорости.

В этом случае возможно два варианта коррекций: двухпараметрическая и трехпараметрическая. Рассмотрим их далее.

Случай одноимпульсной двухпараметрической коррекции

В качестве контролируемых параметров управления приняты конечные радиус a_f и наклонение i_f . Для варианта одноимпульсной двухпараметрической коррекции имеем в общем случае три компонента импульса скорости коррекции и два корректируемых параметра,

т.е. имеем один «лишний» компонент. Тогда существуют плоскость оптимальной коррекции и нуль-вектор, приложение корректирующего импульса в направлении которого практически не влияет на изменение отклонений корректируемых параметров [18, 19]. На данном этапе работы принято следующее упрощение, когда для коррекции были выбраны два варьируемых компонента приращений скорости: по радиальному направлению ΔV_r и по биссектрисе угла между трансверсалью n и бинормалью b ΔV_{nb} , который определяет величину соответствующего импульса скорости ΔV_{nbk} по формуле:

$$\Delta V_{nbk} = \sqrt{\Delta V_n^2 + \Delta V_b^2} \quad (9)$$

и проекции приращения скорости на нормальное n и бинормальное b направления по формулам:

$$\Delta V_n = \Delta V_{nb} \cos(45^\circ), \quad (10)$$

$$\Delta V_b = \Delta V_{nb} \sin(45^\circ). \quad (11)$$

Отметим, что в качестве варьируемых параметров можно использовать величины приращений скорости по нормальному ΔV_n и бинормальному ΔV_b направлениям.

Случай одноимпульсной трехпараметрической коррекции

Если к контролируемым параметрам добавить время t_f перехода КА на конечную орбиту ИСЛ, то имеют место одноимпульсная коррекция и трехпараметрическая краевая задача, в которой в качестве варьируемых параметров используются проекции приращения скорости на оси селеноцентрической СК MJ2000 ΔV_x , ΔV_y и ΔV_z или проекции приращения скорости на оси орбитальной СК mb — ΔV_r , ΔV_n и ΔV_b .

Особенности реализации одноимпульсной коррекции

Отметим, что для накопления мерной базы измерений, проводимых наземными станциями, требуется некоторый достаточный интервал времени [22]. Полагаем его равным ~1 сут, при этом закладывать данные на борт для выполнения маневра следует за 4...6 ч до его исполнения. Для такой схемы время движения от точки выдачи первого основного импульса (точки 1) до корректирующего импульса и от него до точки приложения второго основного импульса составляет $\Delta t_{1\alpha} \approx \Delta t_{\alpha 2} \approx 1.16...1.25$ сут. Поэтому такой вариант выведения возможен для траекторий со временем нахождения КА на орбитах вокруг Луны между точками 1 и 2 от ~2.33 сут и более.

В расчетах время приложения корректирующего импульса t_k определяется условием достижения апоселения α .

Метод решения краевых задач

При решении краевых задач в двух- и трехпараметрических коррекциях в случае одноимпульсной коррекции мы варьируем величины компонент импульсов коррекций, сообщаемых в апоселении α орбиты T_1^* , так чтобы отклонения параметров a_f , i_f (и t_f для трехпараметрической коррекции) обратились в «нуль» с заданной точностью. Краевые задачи решаются итерационным методом Ньютона. Результатом решения являются приращения характеристической скорости ΔV_r , ΔV_{nb} (ΔV_n , ΔV_b) или ΔV_x , ΔV_y , ΔV_z (ΔV_r , ΔV_n и ΔV_b), обеспечивающие заданные величины контролируемых параметров. Точность решения краевых задач выбрана следующей: по селенографическому наклонению $|\epsilon_i| < 0.01^\circ$, по большой полуоси $|\epsilon_{af}| < 0.01$ км; точность по времени пролета периселения в точке 2 задавалась с ошибкой $|\epsilon_{pt}|$ менее 0.1 с.

Для двухимпульсной коррекции имеем случай трехпараметрической коррекции, когда дважды определяются параметры коррекции: один раз при расчете первого корректирующего импульса до пролета апоцентра и второй раз при расчете второго корректирующего импульса после пролета апоцентра.

Случай двухимпульсной коррекции

В таком случае ошибки измерений и выдачи импульсов компенсируются за счет последовательного приложения двух корректирующих импульсов, равномерно разнесенных во времени с интервалом ~1 сут между точками: 1 и K1, K1 и K2, K2 и 2. Тогда номинальная двухимпульсная траектория превращается в четырехимпульсную, ее схема представлена на рис. 5. Здесь сплошной и штрихпунктирной линиями показаны номинальная траектория и траектория с учетом коррекций, также T_1^* — траектория перелета КА из периселения π_0 (точка 1) до момента проведения первой коррекции K1 с учетом ошибок измерений и ошибок выдачи первого основного импульса ΔV_1 ; T_2^* — траектория перелета из точки K1 до точки проведения второй коррекции K2 с учетом ошибок измерений и ошибок выдачи импульса первой коррекции ΔV_{K1} ; T_3 — траектория полета КА из точки K2 до периселения π_f (точка 2) с учетом ошибок измерений и ошибок выдачи импульса второй коррекции ΔV_{K2} ; ΔV_2 — второй основной импульс скорости.

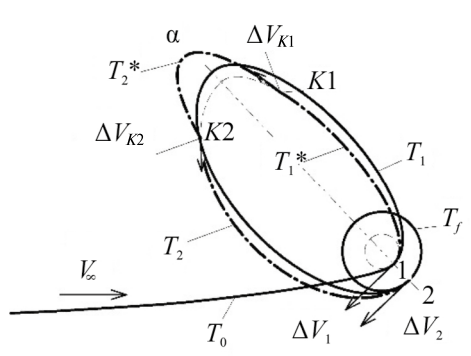


Рис. 5. Схема двухимпульсной коррекции выведения КА на высокую орбиту ИСЛ T_f .

Как и в случае одноимпульсной коррекции, время движения КА между точками приложения первого основного и первого корректирующего импульсов, первого и второго корректирующих импульсов, второго корректирующего и второго основного импульсов составляет $\Delta t_{1K1} \approx \Delta t_{K1K2} \approx \Delta t_{K22} \approx 1.16...1.25$ сут. Поэтому такой вариант схемы выведения подходит для траекторий с временем нахождения КА на орбитах вокруг Луны от ~ 3.5 сут и более. В расчетах время приложения первого и второго корректирующих импульсов задано равным $t_{K1} = 17.V.2030\ 04:24:00$ (UTC), $t_{K2} = 18.V.2030\ 08:48:00$ (UTC).

Опишем далее модель поля и уравнения движения КА при учете возмущений.

7. МОДЕЛЬ ПОЛЯ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ПРИ УЧЕТЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Геоцентрический участок траектории движения КА к Луне моделируется в рамках задачи четырех тел с учетом возмущений от гравитационного поля Земли с учётом его нецентральности в разложении геопотенциала в ряд по сферическим функциям до 8-го порядка и 8-й степени включительно, а также центральных полей Луны и Солнца.

Дальнейшее, селеноцентрическое, движение КА на высокую орбиту ИСЛ с учетом проведения маневров коррекции происходит по высокоэллиптическим орбитам и не выходит за границы СДЛ (до радиуса СДЛ, $\rho \leq R_{СДЛ} \approx 60$ тыс. км). В таком случае селеноцентрическая траектория моделируется в рамках задачи четырех тел — КА,

Луна с учетом ее нецентральности с разложением селенопотенциала в ряд по сферическим функциям до 8-го порядка и 8-й степени включительно, Земля и Солнце, как материальные точки, и определяется численным интегрированием системы дифференциальных уравнений движения точки в невращающейся селеноцентрической геоэкваatorialной системе прямоугольных координат $OXYZ$. Используется среднее равноденствие и средний геоэквактор стандартной эпохи J2000.0. Тогда дифференциальные уравнения имеют вид:

$$\frac{d^2 \bar{\rho}}{dt^2} = -\frac{\mu_M}{\rho^3} \bar{\rho} + \sum_{i=1}^2 \mu_i \left(\frac{\bar{\rho}_i - \bar{\rho}}{|\bar{\rho}_i - \bar{\rho}|^3} - \frac{\bar{\rho}_i}{|\bar{\rho}_i|^3} \right) + \bar{a}_M + \bar{a}_{SP}, \quad (12)$$

где $\bar{\rho}$ — селеноцентрический радиус-вектор КА; μ_i и $\bar{\rho}_i$ — гравитационные параметры и селеноцентрические радиус-векторы возмущающих небесных тел, причем при $i = 1$ возмущение соответствует притяжению Земли, а при $i = 2$ — притяжению Солнца ($\mu_1 = \mu_E$; $\mu_2 = \mu_S$; $\bar{\rho}_1 = -\bar{r}_1$, $\bar{\rho}_2 = \bar{\rho}_1 + \bar{r}_2$), $\bar{r}_1$ и $\bar{r}_2$ — геоцентрические радиус-векторы Луны и Солнца; $\bar{a}_M = \{a_{Mx}, a_{My}, a_{Mz}\}$ — возмущающее ускорение, вызванное нецентральностью поля тяготения Луны с разложением потенциала гравитационного поля Луны в ряд по сферическим функциям до 8-го порядка и 8-й степени включительно, $\bar{a}_{SP}$ — давление солнечного света. Векторы состояния небесных тел определяются из табличных эфемерид DE-421 [23]. В расчетах использованы следующие значения констант:

$$\begin{aligned} \mu_E &= 398600.436233 \text{ км}^3/\text{с}^2; \\ \mu_M &= 4902.800076 \text{ км}^3/\text{с}^2; \\ \mu_S &= 1.32712440040944 \cdot 10^{11} \text{ км}^3/\text{с}^2. \end{aligned}$$

Эфемеридная поправка Δt (TDB-UTC) равна 69.184 с.

Ранее было показано [16], что для расстояний от центра Луны от 4 до 9 тыс. км при площади миделева сечения в 24 м^2 возмущения от давления солнечного света, действующие на спутник, в $\sim 1.5...3.5$ раза меньше возмущений от гравитационного поля Солнца, и их также следует учитывать. Однако из-за отсутствия проработанного облика лунного навигационного КА и малой длительности его движения по орбитам вокруг Луны, составляющей от 2.5 до 5 сут, в настоящей работе давление солнечного света не учитывается: $|\bar{a}_{SP}| = 0$.

8. СТРАТЕГИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ОДНО- И ДВУХИМПУЛЬСНОЙ КОРРЕКЦИИ

Одноимпульсная коррекция

Рассмотрим стратегию проведения маневров для случая одноимпульсной коррекции, когда ошибки знания положения и скорости на орбите T_1^* , а также ошибки выдачи первого основного импульса ΔV_1 компенсируются за счет приложения одного, корректирующего, импульса скорости в наиболее удаленной от Луны точке α . Ранее отмечалось, что такой вариант коррекции подходит для траекторий с длительностью полета по орбитам от точки 1 до точки 2 от ~ 2.33 дня и более. Его схема изображена на рис. 4.

Опишем далее принятые основные этапы такой коррекции.

1. Для определения орбиты КА за 4...6 ч до пролета периселения π_0 гипербола T_0 (точка 1) вектор состояния КА «зашумляется» с учетом ошибок измерений на участке после второй коррекции на перелете Земля — Луна до момента подлета к Луне по формулам (4) и (5).

2. За некоторое время (4...6 ч) до периселения π_0 (точка 1), для сообщения в нем, подбирается такая величина импульса схода ΔV_1 с гипербола T_0 подлета КА к Луне на орбиту T_1^* , чтобы через виток в периселении π_f (точка 2) спутник имел конечные радиус периселения $a_f = 5$ тыс. км и наклонение $i_f = 90^\circ$, а эксцентриситет был равен нулю $e_f = 0$. Так как импульс ΔV_1 больше, чем 33.3 м/с, то он выдается с помощью двигателя большой тяги Д1 (табл. 2).

3. После приложения первого основного импульса ΔV_1 вектор состояния «зашумляется» с учетом ошибок выдачи импульса, согласно формулам (6) и (7).

4. Далее спутник движется в направлении апоселения α по орбите T_1^* . Для определения орбиты КА за 4...6 ч до его пролета вектор состояния КА «зашумляется» с учетом ошибок измерений на участке полета КА от точки 1 до точки α , согласно формулам (2) и (3).

5. За некоторое время (за 4...6 ч) до апоселения α орбиты T_1^* , для сообщения в нем, подбирается величина импульса коррекции ΔV_k такая, чтобы, двигаясь по орбите T_2 , через примерно полвитка в периселении π_f (точка 2) спутник имел конечные радиус периселения $a_f = 5$ тыс. км и наклонение $i_f = 90^\circ$, а эксцентриситет был равен нулю $e_f = 0$. Импульс коррекции выдается двигателем Д1 или Д2 (табл. 2).

6. После приложения корректирующего импульса в апоселении α вектор состояния «зашумляется» с учетом ошибок выдачи импульса, согласно формулам (6) и (7).

7. Далее КА движется по орбите T_2 в направлении ее периселения π_f (точка 2). Для определения орбиты спутника за 4...6 ч до его пролета, вектор состояния спутника «зашумляется» с учетом ошибок измерений на участке от апоселения (точка α) до точки приложения второго импульса ΔV_2 (точка 2), согласно формулам (4) и (5).

8. За 4...6 ч до пролета периселения π_f орбиты T_2 (точка 2) определяется величина импульса ΔV_2 , переводящая КА на высокую полярную ($i_f = 90^\circ$) круговую ($e_f = 0$) орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км. Импульс выдается с помощью двигателя Д1 (табл. 2).

9. После приложения второго основного импульса вектор состояния «зашумляется» с учетом ошибок выдачи этого импульса, согласно формулам (6) и (7).

10. Далее определяются параметры конечной орбиты КА, их отклонения от номинальных значений, а также проводится оценка необходимых импульсов коррекции для перевода КА на конечную круговую орбиту ИСЛ.

Двухимпульсная коррекция

Стратегия проведения маневров в случае сообщения двух корректирующих импульсов в окрестности наиболее удаленной от Луны точки α несколько отличается. Схема такой коррекции, изображенная на рис. 5, подходит для траекторий с длительностью перелета КА между точками 1 и 2 от ~ 3.5 дня и более.

Опишем принятые основные этапы проведения такой коррекции.

1. Для определения орбиты КА за 4...6 ч до пролета периселения π_0 гипербола T_0 вектор состояния КА «зашумляется» с учетом ошибок измерений на участке после второй коррекции на перелете от Земли к Луне до периселения π_0 , согласно формулам (4) и (5).

2. Для периселения π_0 (точка 1) подбирается величина ΔV_1 первого основного импульса схода с гипербола T_0 подлета КА к Луне на высокоэллиптическую орбиту ИСЛ T_1^* такая, чтобы через виток в периселении π_f (точка 2) орбита КА имела конечные радиус периселения $a_f = 5$ тыс. км, наклонение $i_f = 90^\circ$ и заданное время t_f , а эксцентриситет был равен нулю $e_f = 0$. Импульс ΔV_1 выдается двигателем Д1 из табл. 2.

3. После приложения первого основного импульса скорости вектор состояния «зашумляется» с учетом ошибок выдачи импульса, согласно формулам (6) и (7).

4. Далее спутник движется в направлении апоселения по орбите T_1^* в течение 22...24 ч, для определения орбиты КА за 4...6 ч до первой коррекции, которая выдается в точке $K1$, вектор состояния КА «зашумляется» с учетом ошибок измерений на участке полета КА от точки 1 до точки $K1$, согласно формулам (2) и (3).

5. Через ~28...30 ч после пролета периселения π_0 (точки 1) в точке $K1$ подбирается величина импульса коррекции ΔV_{K1} такая, чтобы через ~2/3 витка в периселении орбиты T_2^* (в точке 2) орбита спутника имела конечные радиус периселения $a_f = 5$ тыс. км, наклонение $i_f = 90^\circ$ и заданное время t_f , а эксцентриситет был равен нулю $e_f = 0$. Импульс выдается с помощью двигателя Д1 или Д2 (табл. 2).

6. После приложения первого корректирующего импульса скорости ΔV_{K1} вектор состояния «зашумляется» с учетом ошибок выдачи импульса, согласно формулам (6) и (7).

7. Далее КА движется по орбите T_2^* в направлении периселения (точка 2) конечной орбиты ИСЛ T_f , через ~50...53 ч после пролета периселения π_0 (точка 1) для определения орбиты КА за 4...6 ч до второй коррекции, выдаваемой в точке $K2$, вектор состояния спутника «зашумляется» с учетом ошибок измерений на участке полета КА от точки приложения первой $K1$ до точки приложения второй $K2$ коррекции по формулам (2) и (3).

8. Через ~57...60 ч после пролета периселения π_0 для точки приложения второй коррекции (точка $K2$) подбирается величина импульса коррекции ΔV_{K2} такая, чтобы через ~1/3 витка в периселении π_f орбиты T_3 (точка 2) орбита спутника имела конечные радиус периселения $a_f = 5$ тыс. км, наклонение $i_f = 90^\circ$ и заданное время t_f , а эксцентриситет был равен нулю $e_f = 0$. Импульс выдается с помощью двигателя Д1 или Д2 (табл. 2). Следовательно, второй импульс скорости коррекции исправляет ошибки предыдущего определения орбиты и ошибки исполнения предыдущей коррекции.

9. После приложения второго ΔV_{K2} корректирующего импульса вектор состояния «зашумляется» с учетом ошибок выдачи импульса, согласно формулам (6) и (7).

10. Далее КА движется в направлении периселения π_f орбиты T_3 , через ~79...81 ч после

пролета периселения π_0 (точки 1) для определения орбиты ИСЛ за 4...6 ч до пролета периселения π_f (точка 2) вектор состояния спутника «зашумляется» с учетом ошибок измерений на участке от точки сообщения второй коррекции (точка $K2$) до периселения π_f орбиты T_3 (точка 2), согласно формулам (4) и (5).

11. В периселении π_f орбиты T_3 (точка 2) через 85...90 ч после пролета периселения π_0 определяется величина второго основного импульса ΔV_2 , переводящая КА на высокую полярную ($i_f = 90^\circ$) круговую ($e_f = 0$) орбиту ИСЛ радиусом $a_f = 5$ тыс. км. Импульс выдается с помощью двигателя Д1 из табл. 2.

12. После приложения второго основного импульса скорости вектор состояния «зашумляется» с учетом ошибок выдачи импульса, согласно формулам (6) и (7).

13. Далее определяются параметры конечной орбиты КА, их отклонения от номинальных значений, а также проводится оценка необходимых импульсов коррекции для перевода КА на конечную круговую орбиту.

9. РЕЗУЛЬТАТЫ

Изложенная выше методика анализа коррекций была применена при разработке соответствующего программного обеспечения, с помощью которого было проведено исследование коррекционных характеристик траектории выведения КА с Земли на высокую орбиту ИСЛ. При этом были проведены четыре цикла расчетов: два — для схемы с одноимпульсной коррекцией (двух- и трехпараметрическая) и два — для схемы с двухимпульсной трехпараметрической коррекцией (с помощью двигателей Д1 или Д2). Каждый цикл расчета включал в себя десять тысяч реализаций ошибок навигации и управления.

Первый цикл расчетов проводился для одноимпульсной схемы коррекций, при этом решалась двухпараметрическая краевая задача, когда время перехода на конечную орбиту было свободным. Отметим, что, если конечные радиусы перигея r_π и апоселения r_α отличаются от номинального значения конечного радиуса a более, чем на 0.5 %, где $\Delta r_\pi = (r_\pi - a)/a$, $\Delta r_\alpha = (r_\alpha - a)/a$ (0.5 % соответствует отклонение в 25 км), то после рассмотренных выше маневров необходимо проводить коррекцию формы конечной орбиты. В табл. 3 представлены основные результаты анализа для такого случая.

Второй цикл расчетов проводился для одноимпульсной схемы коррекций, при этом решалась трехпараметрическая краевая задача, когда к контролю конечных радиуса a_f , наклона i_f добавилось время перехода на конечную орбиту t_f . Его основные результаты приведены в табл. 4.

Третий и четвертый циклы расчетов проводились для двухимпульсной трехпараметрической схемы коррекций, при этом для сообщения импульсов рассматривались разные двигатели: для третьего цикла расчетов все маневры выполнялись на двигателе большой тяги Д1, а для четвертого — корректирующие импульсы ΔV_{K1} и ΔV_{K2} сообщались с помощью двигателей малой тяги Д2. Их основные результаты приведены в табл. 5 и 6.

В табл. 3–6: M , σ , $M+3\sigma$ и $M-3\sigma$ — математическое ожидание, среднее квадратическое отклонение и «оценка случайной величины сверху» и «оценка случайной величины снизу»; W и ΔW — суммарная характеристическая скорость и ее отклонение от номинальной величины, представленной в табл. 1; m_1 — масса КА после первого основного импульса; m_2 — масса КА после импульса коррекции; m_3 — масса КА после второго основного импульса; r_π и r_α — конечные радиусы пери- и апоселения; a — большая полуось; e — эксцентриситет. В табл. 5 и 6 m_2 — масса КА после первого импульса коррекции; m_3 — масса КА

после второго импульса коррекции; m_4 — масса КА после второго основного импульса.

Если оценить характеристики случайных величин, приведенных в табл. 3, по уровню «3 σ », то получается, что на импульс коррекции требуется ~9.9 м/с, суммарная характеристическая скорость больше номинальной величины на ~46.5 м/с. Также видно, что отсутствие контроля времени перехода на конечную орбиту ИСЛ t_f ведет к большому разбросу по величинам конечных большой полуоси (± 692 км), радиусов пери- (± 746 км) и апоселения (± 749 км). Конечная масса КА m_f получается больше 1672.4 кг.

Если оценить характеристики случайных величин, приведенных в табл. 4, по уровню «3 σ », то получается, что на импульс коррекции требуется ~30.7 м/с, суммарная характеристическая скорость больше номинальной величины на ~31.4 м/с. Также видно, что контроль времени перехода t_f на конечную орбиту ИСЛ сокращает разброс по большой полуоси (± 21.4 км), а также по радиусам пери- (± 25.89 км) и апоселения (± 26.61 км). Конечная масса КА m_f получается больше 1680.3 кг.

Если оценить характеристики случайных величин, приведенных в табл. 5, по уровню «3 σ », то получается, что на импульс коррекции требуется ~10.2 м/с, суммарная характеристическая скорость больше номинальной величины на 11.5 м/с. Видно, что разброс составил

Таблица 3. Статистические характеристики для одноимпульсной коррекции со свободным временем перехода КА на конечную орбиту ИСЛ (первый цикл расчетов)

	ΔV_1 , м/с	ΔV_K , м/с	ΔV_2 , м/с	W , м/с	ΔW , м/с	e
M	247.78	2.59	327.93	578.30	3.35	0.0013
σ	0.33	2.43	13.21	14.40	14.40	0.00075

	m_1 , кг	m_2 , кг	m_3 , кг	r_π , км	r_α , км	a , км
M	1884.41	1882.85	1695.49	4984.85	4997.79	4993.36
σ	0.20	1.47	7.67	248.76	249.62	230.55

Таблица 4. Статистические характеристики для одноимпульсной коррекции с контролем времени перехода КА на конечную орбиту ИСЛ (второй цикл расчетов)

	ΔV_1 , м/с	ΔV_K , м/с	ΔV_2 , м/с	W , м/с	ΔW , м/с	e
M	247.77	9.43	327.26	584.45	9.510604	0.0013
σ	0.33	7.10	1.02	7.29	7.291179	0.00075

	m_1 , кг	m_2 , кг	m_3 , кг	r_π , км	r_α , км	a , км
M	1884.41	1878.75	1692.14	4993.47	5006.43	5000.01
σ	0.20	4.26	3.94	8.63	8.87	7.13

Таблица 5. Статистические характеристики для двухимпульсной коррекции, когда все маневры выполнялись с помощью двигателя Д1 (третий цикл расчетов)

	ΔV_1 , м/с	ΔV_{K1} , м/с	ΔV_{K2} , м/с	ΔV_2 , м/с	W , м/с	ΔW , м/с	e , -
М	247.78	3.067	0.78	327.21	578.84	3.89	0.0013
σ	0.32	2.39	0.59	0.49	2.53	2.53	0.0007
	m_1 , кг	m_2 , кг	m_3 , кг	m_4 , кг	r_{π} , км	r_{α} , км	a , км
М	1884.41	1882.56	1882.09	1695.18	4993.77	5006.41	5000.09
σ	0.19	1.45	1.51	1.37	7.09	7.07	6.12

Таблица 6. Статистические характеристики для двухимпульсной коррекции, когда корректирующие импульсы выдавались с помощью двигателя Д2 (четвертый цикл расчетов)

	ΔV_1 , м/с	ΔV_{K1} , м/с	ΔV_{K2} , м/с	ΔV_2 , м/с	W , м/с	ΔW , м/с	e , -
М	247.78	3.03	0.024	327.202	578.029	3.09	0.0013
σ	0.32	2.31	0.016	0.402	2.34	2.34	0.00072
	m_1 , кг	m_2 , кг	m_3 , кг	m_4 , кг	r_{π} , км	r_{α} , км	a , км
М	1884.41	1882.38	1882.37	1695.43	4993.58	5006.34	4999.96
σ	0.19	1.56	1.56	1.41	5.21	5.15	3.73

по радиусам пери- и апоселения ± 21.27 км и ~ 21.21 км соответственно. Конечная масса КА m_f получается больше 1691 кг, а в наилучшем варианте она равна ~ 1700 кг (1699.3 кг).

Если оценить характеристики случайных величин, приведенных в табл. 6, по уровню «3 σ », получится, что на импульс коррекции требуется ~ 9.9 м/с, суммарная характеристическая скорость больше номинальной величины на ~ 10.1 м/с. Видно, что за счет сокращения ошибки выдачи импульса скорости удается уменьшить разброс радиусов пери- (± 15.63 км) и апоселения (± 15.45 км). Конечная масса КА m_f получается больше 1691.2 кг. В наилучшем варианте она равна ~ 1700 кг (1699.66 кг).

Анализ данных из табл. 3–6, показал, что в худшем варианте (по конечной массе М(m_4) – 3 σ (m_4)) после выдачи второго основного импульса КА перейдет на орбиту ИСЛ с высотами периселения $r_{\pi f}$ и апоселения $r_{\alpha f}$, отличными от заданного радиуса конечной круговой орбиты ($a_f = 5$ тыс. км), для перехода на которую ему необходим запас характеристической скорости $\Delta V_{\text{кр}}$ на двухимпульсную коррекцию формы орбиты, конечная масса КА при этом сократится до m_f . Результаты анализа сведены в табл. 7.

Анализ табл. 3–7 показал, что наилучшими для коррекции траектории двухимпульсного перехода на орбиту ИСЛ являются варианты для расчетов №3 и №4 (двухимпульсная коррекция),

Таблица 7. Сравнительные характеристики четырех циклов расчетов

Параметры	Цикл расчетов			
	№1	№2	№3	№4
$r_{\pi f}$, км	4238.57	4967.58	4972.50	4977.95
$r_{\alpha f}$, км	5746.65	5033.04	5027.62	5021.79
$\Delta V_{\text{кр}}$, м/с	~ 73.8	~ 3.3	~ 2.7	~ 2.3
m_f , кг	1629.16	1678.36	1689.45	1689.88

а наихудшим — вариант для расчета №1 (одноимпульсная двухпараметрическая коррекция).

Таким образом, для минимизации суммарной характеристической скорости коррекцию траектории перехода КА на орбиту ИСЛ следует проводить как можно чаще (с учетом времени накопления мерной базы измерений между активными маневрами, которое в расчетах принято равным примерно одним суткам) на двигателях малой тяги Д2 (для уменьшения ошибок выдачи импульсов).

Ниже опишем некоторые вероятностные характеристики для лучшего (по конечной массе) цикла расчетов №4, когда корректирующие импульсы сообщались с помощью двигателей Д2. В этом случае получаются наименьшие отклонения параметров орбиты от заданных конечных параметров.

10. ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
НАИЛУЧШЕГО ВАРИАНТА

В табл. 8 представлены коэффициенты асимметрии $A_s(\xi)$ и эксцесса $E_s(\xi)$ случайной величины ξ для цикла расчетов №4, вычисляемые согласно формулам

$$A_s(\xi) = \frac{\mu_3}{\sigma^3}, \tag{13}$$

где $\mu_3 = \frac{M[(\xi - M(\xi))^3]}{\sigma^3}$ — третий центральный момент;

$$E_s(\xi) = \frac{\mu_4}{\sigma^4} - 3, \tag{14}$$

где $\mu_4 = \frac{M[(\xi - M(\xi))^4]}{\sigma^4}$ — четвертый центральный момент. Они позволяют судить о том, насколько распределение случайной величины близко к нормальному распределению.

Таблицу 8 можно использовать для оценки отклонения фактического распределения от нормального. Она демонстрирует, что величины первого основного ΔV_1 и второго основного ΔV_2 импульсов скорости, а также конечной большой полуоси a_f обладают характеристиками, наиболее близкими к характеристикам нормального распределения.

На рис. 6 представлены зависимости функций распределения вероятности $P(\Delta V_2)$ и плотности распределения вероятности $\rho(\Delta V_2)$ второго основного импульса скорости ΔV_2 . На нем и далее вертикальными прямыми отмечены величины математического ожидания $M(\xi)$ и «оценки сверху» $\lim(\xi)$ случайной величины ξ , где $\lim(\xi) = M(\xi) + 3\sigma(\xi)$.

Остальные случайные величины имеют распределения, отличные от нормального. Так происходит из-за сильного влияния ошибок навигации и управления на реальную траекторию. На рис. 7 представлена зависимость функции распределения вероятности $P(\Delta V_{K1})$ и плотности

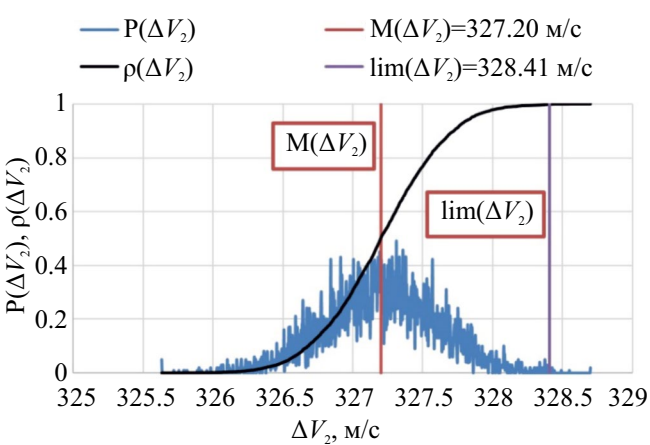


Рис. 6. Зависимость функции распределения вероятности $P(\Delta V_2)$ и плотности распределения вероятности $\rho(\Delta V_2)$ для первого импульса ΔV_2 .

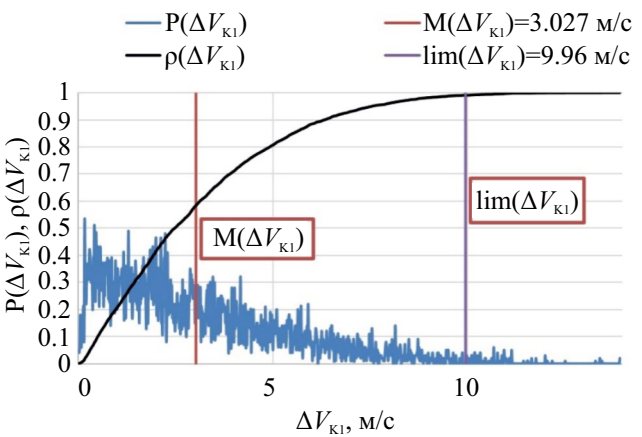


Рис. 7. Зависимости функции распределения вероятности $P(\Delta V_{K1})$ и плотности распределения вероятности $\rho(\Delta V_{K1})$ для первого корректирующего импульса ΔV_{K1} .

распределения вероятности $\rho(\Delta V_{K1})$ первого импульса коррекции.

В предыдущем исследовании [21] было показано, что для коррекции траектории перелета Земля — Луна необходим запас характеристической скорости от ~36 до 57 м/с. Тогда реализация двухимпульсного выведения КА на высокую орбиту ИСЛ с момента отделения от РБ требует суммарную характеристическую скорость от ~623 до ~644 м/с.

Таблица 8. Коэффициенты асимметрии $A_s(\xi)$ и эксцесса $E_s(\xi)$ для цикла расчетов № 4

	ΔV_1 , м/с	ΔV_{K1} , м/с	ΔV_{K2} , м/с	ΔV_2 , м/с	W , м/с	m_f , кг	$r_{\pi f}$, км	r_{af} , км	a_f , км
$A_s(\xi)$	-0.013	1.017	1.315	-0.031	0.993	-0.995	-0.789	0.822	0.035
$E_s(\xi)$	0.018	0.74	3.398	0.054	0.741	0.735	0.359	0.522	0.027

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Практическая реализация номинальной траектории двухимпульсного перехода ведет к необходимости введения коррекции траектории перелета Земля — Луна, в частности коррекции заключительного участка торможения. В настоящей работе исследованы одно- или двухимпульсные, двух- или трехпараметрические схемы коррекций. Разработаны методики и соответствующее им программное обеспечение, позволяющие оценить статистические коррекционные характеристики траектории на основе статистического метода Монте-Карло.

На основе анализа моделирования траекторий полета Земля — Луна и соответствующих двигательных установок были приняты некоторые числовые характеристики ошибок навигации и работы двигателей. Для них были проведены массовые расчеты, позволившие выявить наихудшие и наилучшие схемы коррекций.

Показано, что наихудшим, по величине суммарной характеристической скорости и конечной массы КА, является случай одноимпульсной двухпараметрической коррекции (с одним корректирующим импульсом в апоселении), когда время перехода КА t_f на конечную орбиту ИСЛ остается свободным. Для него суммарная характеристическая скорость составляет ~ 695 м/с, а конечная масса КА равна до ~ 1629.2 кг.

Показано, что наилучшим, по величине суммарной характеристической скорости и конечной массы КА, оказался случай двухимпульсной трехпараметрической коррекции (с двумя корректирующими импульсами в окрестности апоселения, которые выдаются на двигателях малой тяги Д2). Для него суммарная характеристическая скорость составляет ~ 659 м/с, а конечная масса КА достигает ~ 1690 кг.

Анализ ранее полученных результатов показал, что выигрыш номинального двухимпульсного перехода над его трехимпульсным аналогом в зависимости от варианта подлета КА к Луне с севера N или с юга S меняется в диапазоне от -13 до 69 м/с, а над одноимпульсным — от 108 до 122 м/с. Потери от реализации одно- и двухимпульсных схем коррекции составляют ~ 31 и ~ 10 м/с соответственно, поэтому коррекция не нарушает оптимальность двухимпульсного выведения при принятых ошибках управления и навигации. Следовательно, обе схемы можно использовать на практике.

Показано, что в наилучшем случае для реализации траектории двухимпульсного выведения

КА на высокие круговые орбиты ИСЛ с момента отделения спутника от РБ необходима суммарная характеристическая скорость от ~ 623 до ~ 644 м/с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Егоров В.А.* О некоторых задачах динамики полета к Луне: Автореф... дис. канд. ф. -м. наук. — М.: 1957. — 8 с.
2. *Келдыш М.В., Власова З.П., Лидов М.Ю. и др.* Исследование траекторий облета Луны и анализ условий фотографирования и передачи информации // Келдыш М.В. Избранные труды. Ракетная техника и космонавтика. М.: Наука, 1988. с. 261–309.
3. *Ивашкин В.В.* Оптимальные траектории импульсного перехода при наличии ограничений по радиусу // Косм. исслед. 1966. Т. 4. № 4. С. 510–521.
4. *Ивашкин В.В.* Об оптимальных траекториях полета КА к Луне в системе Земля — Луна — Солнце // Препринт. ИПМ им. М.В. Келдыша. 2001. № 85. 32 с.
5. *Ulybyshev Yu.P.* Optimization of Spatial Lunar Landing Trajectories: Attainability Domains, Redirection, and Descent Profile Constraint // Cosmic Research. 2021. V. 59. Iss. 1. P. 59–69. <https://doi.org/10.1134/S0010952521010093>
6. *Муртазин Р.Ф.* Эффективное выведение космического аппарата на высокую круговую окололунную орбиту // Космонавтика и ракетостроение. 2019. № 3. С. 5–12. https://www.researchgate.net/publication/340941430_Effective_Spacecraft_Insertion_into_High-Altitude_Circular_Lunar_Orbit
7. *Belbruno E.A., Miller J.K.* Sun-Perturbed Earth-to-Moon Transfers with Ballistic Capture // J. Guidance, Control and Dynamics. 1993. V. 16. Iss. 4. P. 770–775.
8. *Chin G., Brylow Sc., Foote M. et al.* Lunar Reconnaissance Orbiter Overview: The Instrument Suite and Mission // Space Science Reviews. 2007. V. 129 (4). P. 391–419. DOI:10.1007/s11214-007-9153-y
9. *Gao Yo., Wang Zh., Zhang Yu.* Low thrust Earth-Moon transfer trajectories via lunar capture set // Astrophysics and Space Science. 2019. V. 364. Art. ID. 219. <https://doi.org/10.1007/s10509-019-3708-8>
10. *Чеботарев В.Е., Шмаков Д.Н., Анжина В.А.* Концепция лунной системы спутниковой связи // Исследования наукограда. 2014. № 7. С. 26–31.
11. *Чеботарев В.Е., Кудымов В.И., Звонарь В.Д. и др.* Концепция окололунной навигации // Исследования наукограда. 2014. № 4. С. 14–20.
12. *Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В., Симонов А.В. и др.* Анализ траекторий выведения космическо-

- го аппарата на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны // *Косм. исслед.* 2022. Т. 60. № 3. С. 235–245. <https://doi.org/10.31857/S0023420622030050>
13. Основы теории полета космических аппаратов / под ред. Г.С. Нариманова, М.К. Тихонравова. М.: Машиностроение, 1972. 610 с.
 14. *Охоцимский Д.Е., Сихарулидзе Ю.Г.* Основы механики космического полета. М.: Наука, 1990. 448 с.
 15. *Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В.* Использование трехимпульсного перехода для выведения космического аппарата на орбиты искусственного спутника Луны // *Косм. исслед.* 2017. Т. 55. № 3. С. 207–217. <https://doi.org/10.7868/S0023420617030037>
 16. *Гордиенко Е.С.* Методика оптимального выведения космического аппарата на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны: Автореф... дис. канд. техн. наук. М.: 2019. — 16 с.
 17. *Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В., Симонов А.В. и др.* Анализ траекторий выведения КА на высокие круговые орбиты искусственного спутника Луны с использованием двухимпульсного торможения // *Вестник НПО С.А. Лавочкина.* 2023. № 2 (60). С. 27–37.
 18. *Зеленцов В.В.* Основы баллистического проектирования искусственных спутников Земли. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. 174 с.
 19. *Платонов А.К.* Исследование свойств корректирующих маневров в межпланетных полетах // *Косм. исслед.* 1966. Т. 4. № 5. С. 671–693.
 20. *Тучин А.Г., Боровин Г.К., Тучин Д.А. и др.* Инженерная записка. Первое торможение и маневрирование на орбитах искусственного спутника Луны и траекторное обеспечение посадки в выбранный район. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2019. 32 с.
 21. *Гордиенко Е.С., Худорожков П.А.* К вопросу выбора рациональной траектории полета к Луне // *Вестник НПО С.А. Лавочкина.* 2016. № 1(31). С. 15–25.
 22. *Тучин А.Г.* Определение параметров движения КА по результатам измерений при наличии шума в динамической системе // *Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.* 2004. № 2. 32 с.
 23. *Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H.* The Planetary and Lunar Ephemeris DE 421 // *IPN Progress Report.* 2009. V. 42-178. JPL IOM 343R-08-003. https://amsat-bda.org/files/The_Planetary_and_Lunar_Ephemeris_DE421.pdf

УДК 629.78, 531.381

СРАВНЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ И МАХОВИЧНОЙ СИСТЕМ ОРИЕНТАЦИИ СВЕРХМАЛОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СОЛНЕЧНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

© 2024 г. Д. С. Ролдугин^{1,2,*}, С. С. Ткачев¹, С. А. Богачев², С. В. Кузин²

¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*rolduginds@gmail.com

Поступила в редакцию 27.09.2023 г.

После доработки 05.10.2023 г.

Принята к публикации 08.10.2023 г.

Рассматривается движение наноспутника формата 3U-кубсат, оснащенного телескопом для наблюдения короны Солнца и регистрации солнечных вспышек в вакуумной ультрафиолетовой области спектра. Для поддержания заданной ориентации оптической оси телескопа используются электромагнитная и маховичная системы ориентации. Требуется по точности стабилизации оптической оси составляет две угловые минуты в секунду. Проводится сравнение результатов работы обеих систем для солнечно-синхронной орбиты. Сформулированы условия успешного применения систем.

DOI: 10.31857/S0023420624050062, EDN: IHFZDG

ВВЕДЕНИЕ

Исследование Солнца космическими аппаратами (КА) — один из наиболее эффективных способов изучения его структуры и активности. В некоторых случаях, например, при наблюдении излучений с длинами волн порядка 100 нм и ниже (вакуумный ультрафиолетовый диапазон — ВУФ), такой способ является единственным, поскольку атмосфера Земли в этой области не прозрачна. Особенно востребованными оказываются данные солнечных телескопов, которые не только регистрируют поток излучения, но и предоставляют распределение интенсивности излучения по поверхности (полноценное изображение Солнца). Краткие сведения о солнечных телескопах, выведенных на орбиту или действовавших после 2000 г., и чувствительных в области длин волн короче 100 нм, приведены в табл. 1.

В настоящий момент действующими космическими солнечными телескопами ВУФ и рентгеновского диапазона располагают США, Европейский союз, Япония и Китай. В России инструменты данного типа в рассматриваемый промежуток времени выводились на

орбиту в 2001 г. (КА *КОРОНАС-Ф*) и в 2009 г. (КА *КОРОНАС-Фотон*). Последний на текущий момент солнечный ВУФ-телескоп ТЕСИС, установленный на КА *КОРОНАС-Фотон*, прекратил работу в ноябре 2009 г. В результате основным источником данных по солнечной активности (вспышки, выбросы массы) служат открытые базы зарубежных космических обсерваторий, в первую очередь база данных КА *SDO*.

Один из возможных методов исследования Солнца — использование малоразмерных аппаратов типа кубсат с характерными размерами 10...30 см и массой в несколько килограмм. На орбиту выведено уже несколько тысяч КА такого типа, в том числе аппараты научного назначения [13]. В настоящее время в мире ведется несколько разработок малоразмерных гелиофизических инструментов, способных работать в условиях сильных ограничений на массу и энергопотребление со стороны аппаратов типа кубсат [14–16]. В то же время, насколько известно, ни один из проектов изображающих инструментов ВУФ-диапазона не дошел до этапа летной квалификации, за исключением российской разработки [17]. Солнечный телескоп СОЛ (рис. 1) был выведен в космос 27.VI.2023 на борту

Таблица 1. Солнечные космические телескопы с чувствительностью в области длин волн короче 100 нм, работавшие после 2000 г.

Телескоп	Космический аппарат	Страна	Запуск	Текущий статус	Ссылка
EIT	<i>SoHO</i>	ЕС	1995	работает	[1]
TRACE	<i>TRACE</i>	США	1998	прекратил работу	[2]
RHESSI	<i>RHESSI</i>	США	2002	прекратил работу	[3]
СПИРИТ	<i>КОРОНАС-Ф</i>	РФ	2005	прекратил работу	[4]
EUVI	<i>STEREO</i>	США	2006	работает	[5]
XRT	<i>Hinode</i>	Япония	2006	работает	[6]
ТЕСИС	<i>КОРОНАС-Фотон</i>	РФ	2009	прекратил работу	[7]
SWAP	<i>PROBA-2</i>	ЕС	2009	работает	[8]
AIA	<i>SDO</i>	США	2010	работает	[9]
SUVI	<i>GOES-R</i>	США	2016	работает	[10]
EUI	<i>Solar Orbiter</i>	ЕС	2020	работает	[11]
HXI	<i>ASO-S</i>	Китай	2022	работает	[12]

наноспутника *НОРБИ-2* [18]. Проект выполнен в рамках программы «Универсат» ГК Роскосмос.

Наблюдение Солнца космическими телескопами предъявляет весьма высокие требования к точности ориентации и стабилизации КА. Угловой размер Солнца при наблюдениях с околоземной орбиты составляет около 0.5°. При поле зрения телескопа в 1° (здесь и ниже приведены характеристики телескопа СОЛ) это означает, что ось телескопа, направленная на Солнце, не должна отклоняться от его центра более чем на 45 угл. мин. В противном случае диск Солнца частично или полностью окажется за пределами кадра. Фактически, рекомендованное максимальное отклонение для телескопа СОЛ составляет около 26 угл. мин, так как на краях поля зрения качество изображения ухудшается.

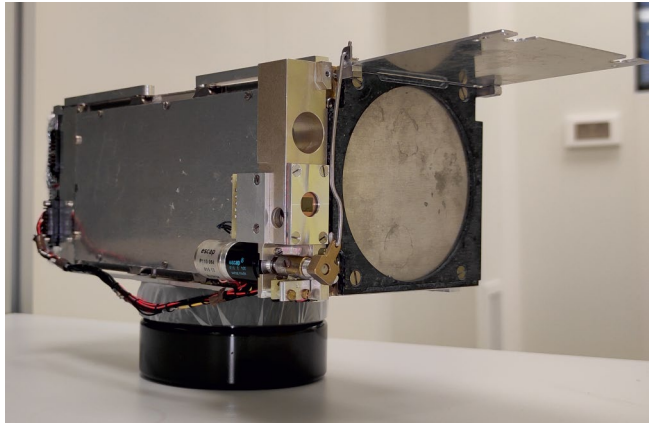


Рис. 1. Телескоп СОЛ.

Более сложным является вопрос о требуемой точности стабилизации. Для телескопа СОЛ при размере детектора 2048 × 2048 пикселей, угловой размер пикселя составляет примерно 3.5 угл. с. Расчетное время экспозиции (время накопления сигнала на детекторе для получения изображения Солнца высокого качества) составляет до 2 с. Для получения изображения такого качества (3.5 угл. с на пиксель за время накопления 2 с), точность стабилизации направленной на Солнце оси телескопа должна быть не хуже 1.75 угл. с в секунду времени. Такое значение выглядит сложно достижимым для аппаратов типа кубсат. В первую очередь, проблему представляет идентификация состояния аппарата, которая на кубсатах обычно обеспечивается по показаниям магнитометра, датчика угловой скорости и солнечных датчиков низкой точности. Достичь требуемой точности определения угловой скорости не представляется возможным. Снизить требования к стабилизации можно, используя сжатие изображения. В режиме сжатия 2 × 2 разрешение уменьшается до 7 угл. с, а экспозиция может быть снижена в 4 раза до 0.5 с. В этом случае требования к стабилизации КА снижаются до 14 угл. с·с⁻¹. В режиме сжатия 4×4 разрешение уменьшается до 14 секунд дуги, а экспозиция может быть снижена в 16 раз до 0.125 с. Требования к стабилизации КА в этом случае — 112 угл. с·с⁻¹, то есть примерно 2 угл. мин в секунду времени. Ниже в работе будем ориентироваться на эти значения, как на практически достижимые, с последующим поиском возможностей для их улучшения.

Частично снизить требования по точности ориентации и стабилизации можно, накладывая их лишь на отдельных участках орбиты. Для кубсатов характерны сильные ограничения на объемы передаваемой целевой информации. В частности, основным режимом работы телескопа СОЛ является получение от 1 до 10 изображений Солнца в сутки. По этой причине, решения, позволяющие достичь необходимых параметров ориентации и стабилизации один или несколько раз за виток, также представляют значительный практический интерес.

Для стабилизации рассматриваемого космического телескопа используем два подхода — применение управляющих двигателей-маховиков и электромагнитной системы, реализующей стабилизацию собственным вращением. К неоспоримым преимуществам двигателей-маховиков относятся высокая точность ориентации и быстродействие системы. При этом, однако, неизбежно возникают вибрации в подвесе. Эта проблема особенно остро стоит в рассматриваемом случае, так как требование по точности ориентации — около 0.5° — можно считать относительно мягким, тогда как требование по точности стабилизации весьма строгое. Более того, при стабилизации КА в инерциальном пространстве неизбежно возникают возмущающие моменты, которые принципиально далеки от нулевых значений в требуемом режиме движения. Гравитационный и аэродинамический моменты, обычно малые при стабилизации КА в орбитальных осях, оказывают существенное влияние при стабилизации в инерциальном пространстве. Из-за парирования этих возмущений происходит постоянное насыщение маховичной системы [19]. Угловая скорость вращения маховиков увеличивается, что сопровождается усилением вибраций, амплитуда которых пропорциональна этой скорости [20, 21]. Существуют подходы, позволяющие уменьшить накопление кинетического момента [19, 22], но они предполагают определенный режим углового движения в окрестности заданного направления, что может оказаться недопустимым для целевой аппаратуры КА. Вибрации, в свою очередь, приводят к микроускорениям на борту [23], что также негативно сказывается на качестве работы полезной нагрузки.

Альтернативой маховичной системе в рассматриваемом случае будет электромагнитная. Основные недостатки магнитной системы — ограничение на направление управляющего момента и в целом его малая величина — могут быть компенсированы дополнительными динамическими

свойствами КА и особенностями миссии. А именно, в силу необходимости поддержания одноосной ориентации, можно использовать стабилизацию собственным вращением [24]. Быстро закрученный вокруг оси максимального момента инерции аппарат приобретает свойства гироскопа и поддерживает ориентацию в инерциальном пространстве. Задача системы ориентации — парирование возмущений, приводящих к медленной переориентации КА и возникновению нутационных колебаний. Низкое быстродействие системы управления не представляет серьезной проблемы, так как требуется поддерживать практически постоянную ориентацию без совершения маневров. В качестве схемы управления принимается общий подход, предложенный в статьях [25, 26] и ранее рассмотренный авторами в работе [27]. Задача управления делится на гашение нутационных колебаний, раскрутку аппарата и переориентацию оси вращения, в противовес другой схеме, основанной на разнице текущих и требуемых векторов кинетического момента или угловой скорости [28, 29].

В работе проводится моделирование движения КА в окрестности требуемой ориентации для исследования предельной точности как по поддержанию ориентации оси вращения, так и по удержанию величины нутационных колебаний в заданном пределе. Основными возмущающими факторами здесь оказываются аэродинамический момент [30], близость максимального и среднего моментов инерции, отличие тензора инерции от диагонального [31], и дисбалансы маховиков.

1. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И МОДЕЛИ МОМЕНТОВ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА АППАРАТ

Рассматривается движение аппарата — твердого тела вокруг центра масс по кеплеровой эллиптической околоземной орбите. Исследуются две конфигурации системы управления ориентации: три взаимно перпендикулярные магнитные катушки и три управляющих двигателя-маховика.

Введем две правые декартовы системы координат:

$OX_1X_2X_3$ — инерциальная система координат, оси которой связаны с восходящим узлом орбиты и нормалью к плоскости орбиты.

$Ox_1x_2x_3$ — связанная со спутником система координат, ее оси совпадают со строительными осями, которые, в свою очередь, близки к

главным центральным осям инерции спутника, причем $\mathbf{e}_1$ — орт, близкий к оси максимального момента инерции. Вдоль этой оси установлен телескоп.

Тензор инерции в связанной системе имеет вид

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 3.5 & -0.0019 & -0.0015 \\ -0.0019 & 3.2 & 0.0011 \\ -0.0015 & 0.0011 & 0.6 \end{pmatrix} \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}^2. \quad (1)$$

Ориентацию спутника (связанной с ним системы координат) относительно инерциальной системы будем описывать с помощью кватерниона ориентации $(q_0, \mathbf{q})$, матрицы перехода $\mathbf{A}$ и абсолютной угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$. Динамические уравнения движения спутника имеют вид

$$\mathbf{J} d\boldsymbol{\omega}/dt + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{J} \boldsymbol{\omega} = \mathbf{M}_{\text{упр}} + \mathbf{M}_{\text{грав}} + \mathbf{M}_{\text{аэр}} + \mathbf{M}_{\text{ост}} + \mathbf{M}_{\text{возм}}. \quad (2)$$

На спутник действует управляющий магнитный момент $\mathbf{M}_{\text{упр}}$, гравитационный момент $\mathbf{M}_{\text{грав}}$, аэродинамический момент $\mathbf{M}_{\text{аэр}}$, момент, обусловленной остаточной намагненностью $\mathbf{M}_{\text{ост}}$, и возмущающий момент неизвестной природы $\mathbf{M}_{\text{возм}}$.

Динамические уравнения дополняются кинематическими соотношениями

$$\begin{pmatrix} \dot{q}_0 \\ \dot{\mathbf{q}} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \dot{q}_0 \\ \dot{\mathbf{q}} \end{pmatrix} \circ \begin{pmatrix} 0 \\ \boldsymbol{\omega} \end{pmatrix},$$

где введена операция кватернионного умножения

$$\begin{pmatrix} a \\ \mathbf{a} \end{pmatrix} \circ \begin{pmatrix} b \\ \mathbf{b} \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} ab - (\mathbf{a}, \mathbf{b}) \\ ab + ba + \mathbf{a} \times \mathbf{b} \end{pmatrix}.$$

Управляющий момент может создаваться либо токовыми катушками (раздел 2), либо маховиками (раздел 3).

Гравитационный момент имеет вид

$$\mathbf{M}_{\text{гп}} = 3\mu/r^3 \mathbf{e}_r \times \mathbf{J} \mathbf{e}_r,$$

где $\mathbf{e}_r$ — орт местной вертикали, записанный в связанной системе координат.

При моделировании аэродинамического момента космический аппарат принимается имеющим форму параллелепипеда со сторонами 10, 10, 30 см. Смещение центра масс относительно центра давления составляет 10 мм вдоль оси минимального момента инерции и 3 мм вдоль двух других осей. Плотность считается постоянной

и равной $1.8 \cdot 10^{-13} \text{ кг/м}^3$ для орбиты высотой 550 км и $6.9 \cdot 10^{-12} \text{ кг/м}^3$ для орбиты высотой 350 км. Аэродинамический момент представляет собой сумму моментов, действующих на обращенные к потоку грани.

Возмущающий момент неизвестной природы принимается в виде

$$\mathbf{M}_{\text{возм}} = a_0 + a_1 \sin u + b_1 \cos u + a_2 \sin 2u + b_2 \cos 2u, \quad (3)$$

он имеет периодический характер с колебаниями на орбитальной и двойной орбитальной частотах, и постоянную компоненту. Коэффициенты a_i и b_i периодически изменяются, а общая величина возмущающего момента примерно вдвое меньше величины гравитационного.

Остаточный дипольный момент $\mathbf{m}_{\text{ост}}$ имеет величину около $2 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{м}^2$, что соответствует точности его определения, не поддающейся компенсации [32, 33]. Остаточный дипольный момент включает постоянную компоненту и периодическую часть, имеющую примерно орбитальный период. Возмущение, обусловленное остаточным дипольным моментом, задаётся выражением

$$\mathbf{M}_{\text{ост}} = \mathbf{m}_{\text{ост}} \times \mathbf{B},$$

где $\mathbf{B}$ — вектор индукции геомагнитного поля (задаётся моделью IGRF [34]), записанный в связанных осях.

Наконец, определение ориентации моделируется в виде ошибок в векторе состояния КА и векторе геомагнитной индукции. Ошибка в определении угловой скорости составляет 0.5 угл. мин в секунду (постоянный сдвиг нуля и нормально распределенный шум), что в четыре раза меньше потребной точности стабилизации. Ошибка в оценке ориентации составляет 3 угл. мин, примерно в десять раз ниже требуемого уровня точности ориентации.

2. УПРАВЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНЫХ КАТУШЕК

Управляющий момент имеет вид

$$\mathbf{M}_{\text{упр}} = \mathbf{m} \times \mathbf{B},$$

где $\mathbf{m}$ — управляющий дипольный момент, формируемый токовыми катушками.

Для обеспечения стабилизации собственным вращением используются три закона управления [25]. Первый закон

$$\mathbf{m} = k_{\text{н\ddot{u}т}} [\mathbf{e}_1 (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B})] \mathbf{e}_1 \quad (4)$$

служит для гашения нутационных колебаний — компонент скорости, перпендикулярных требуемой оси вращения. Второй закон

$$\mathbf{m} = k_{\text{оп}} [(\mathbf{S} - \kappa \mathbf{L})(\mathbf{e} \times \mathbf{B}), 0, 0] \quad (5)$$

служит для ориентации вектора кинетического момента аппарата $\mathbf{L}$ (в силу закрутки аппарата кинетический момент направлен практически по оси максимального момента инерции) в заданном направлении $\mathbf{S}$. Коэффициент κ выбирается так, чтобы достичь требуемой скорости закрутки. Если последняя задается значением ω_0 , то $\kappa = 1/J_{11}\omega_0$.

Третий закон управления

$$\mathbf{m}_{\text{вр}} = k_{\text{вр}} (0, B_3, B_2) \quad (6)$$

обеспечивает закрутку КА. Управляющий механический момент, действующий вдоль первой оси аппарата, имеет вид $M_1 = k_{\text{вр}} (B_2^2 + B_3^2)$ и заведомо положителен.

Проведем моделирование управляемого углового движения КА, используя в качестве исполнительных элементов магнитные катушки. Переключение между алгоритмами (4)–(6) осуществляется по упрощенной схеме. В первую очередь, алгоритм гашения нутационных колебаний (4) работает постоянно. Это необходимо для поддержания состояния вращения вокруг оси максимального момента инерции, нарушаемого действием возмущающих факторов. Далее,

алгоритм раскрутки (6) используется, если скорость вращения упала ниже некоторого нижнего порогового значения $\omega_{\text{ниж}}$ и до тех пор, пока она не достигнет заданного верхнего порогового значения $\omega_{\text{верх}}$. В случае превышения верхнего порогового значения используется алгоритм (6) с отрицательным знаком, фактически — алгоритм демпфирования. Алгоритм ориентации оси вращения (5) используется при нахождении скорости вращения в заданных пределах.

Приведем пример моделирования движения аппарата на орбите высотой 550 км.

На рис. 2 на врезках выделен начальный переходный процесс. Видно, как на начальном этапе движения происходит одновременная раскрутка КА и гашение нутационных колебаний. Скорость вращения при этом должна поддерживаться в диапазоне 4.8...4.9 град/с. Примерно через 0.15 ч нутационные колебания подавляются, после этого продолжается раскрутка КА с медленным дрейфом оси вращения в инерциальном пространстве (алгоритм переориентации не работает). После достижения требуемой скорости вращения (примерно через полчаса) включается алгоритм переориентации. В результате резко повышается уровень нутационных колебаний, который постепенно снижается, пока аппарат не выходит на установившийся режим движения примерно через час после начала движения.

Из рис. 2 видно, что требования по точности ориентации и стабилизации (жирные пунктирные линии) в основном выполняются. Рассмотренный случай КА с тензором инерции (1) можно считать идеальным сценарием.

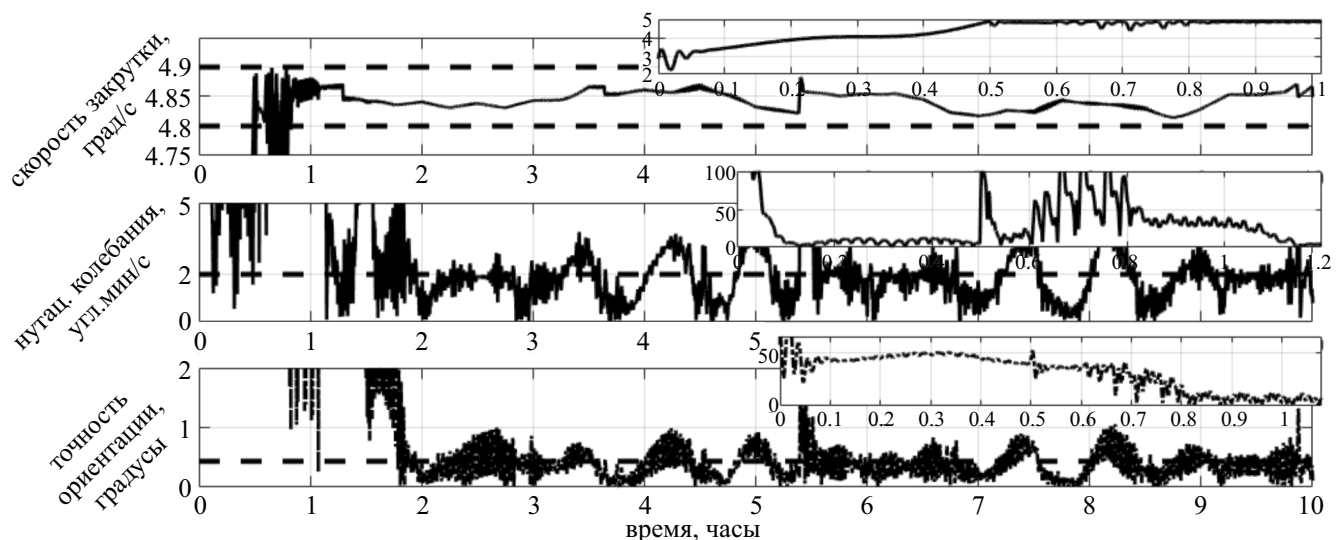


Рис. 2. Поддержание ориентации на солнечно-синхронной орбите.

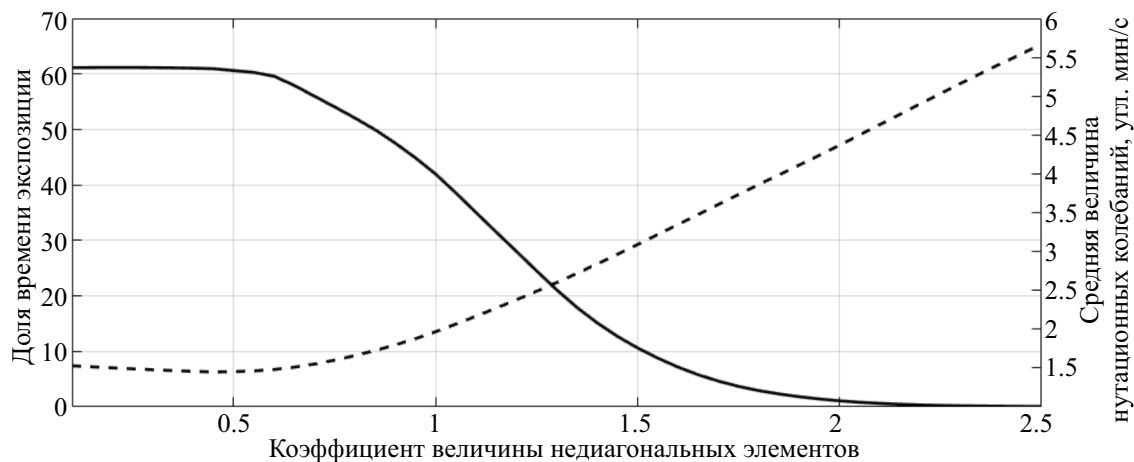


Рис. 3. Зависимость точности ориентации от величины недиагональных элементов тензора инерции.

Величина недиагональных элементов составляет около 0.5 % от величин диагональных членов. Для этого требуется весьма точная балансировка КА на этапе его проектирования и сборки. Это же требуется для достижения смещения центра масс относительно центра давления на уровне нескольких миллиметров. Отличие тензора инерции от диагонального и величина аэродинамического момента, задаваемая смещением центра масс, — основные факторы, оказывающие влияние на точность ориентации и стабилизации. При этом решающее значение имеет величина недиагональных элементов тензора инерции. Даже незначительные недиагональные элементы, задаваемые выражением (1), приводят к существенному возмущению движения КА. Это связано с тем, что управление опирается на вращение КА вокруг оси максимального момента инерции. Недиagonalность тензора инерции означает, что строительные оси отличаются от главных центральных осей. В результате система ориентации пытается поддерживать вращение вокруг оси, не являющейся осью максимального момента, хотя и близкой к ней. КА стремится перейти в естественное вращение вокруг реальной оси максимального момента. В результате возникают нутационные колебания, величина которых зависит от неточности компоновки КА. На рис. 3 сплошной линией приведена зависимость доли времени экспозиции — времени в движении КА, когда величина нутационных колебаний и точность ориентации удовлетворяют требованиям полезной нагрузки. Пунктирной линией показана средняя величина нутационных колебаний. Оба показателя приведены в зависимости от величины недиагональных элементов тензора

инерции. А именно, вводится коэффициент от 0 до 2.5, на который следует умножить недиагональные элементы тензора инерции (1).

На рис. 3 видно, как доля времени экспозиции выходит на постоянное значение при недиагональных элементах тензора инерции примерно вдвое меньших, чем в (1). Это означает, что при таких величинах недиагональных элементов определяющими точность стабилизации факторами оказываются другие источники возмущения — внешние моменты и ошибки определения ориентации. Если же недиагональные элементы тензора инерции в (1) увеличить вдвое, требуемая ориентация оказывается практически недостижимой. Чтобы дополнительно проиллюстрировать полученные при численном моделировании и приведенные на рис. 3 результаты, обратимся к статье [31]. В исследовании [31] показано, что при наличии недиагональных элементов $J_{12/21}$ тензора инерции возникают неустранимые нутационные колебания, уровень которых примерно задается выражением

$$\omega_{\text{нут}} \approx \frac{J_{12}}{J_{22} - J_{11}} \left(1 - 2 \frac{J_{11} - J_{22}}{J_{11} - J_{33}} \frac{J_{22}}{J_{11}} \right) \omega_0. \quad (7)$$

Для тензора инерции (1) и скорости вращения в 5 град/мин уровень неустранимых нутационных колебаний оказывается равным примерно $1.5 \text{ угл. мин} \cdot \text{с}^{-1}$, что хорошо согласуется с рис. 2. Соотношение (7) показывает, как можно снизить уровень нутационных колебаний. Для этого можно снижать скорость вращения аппарата, и, что особенно важно, подбирать правильную компоновку КА. При увеличении момента инерции вокруг оси вращения J_{11} по сравнению с дву-

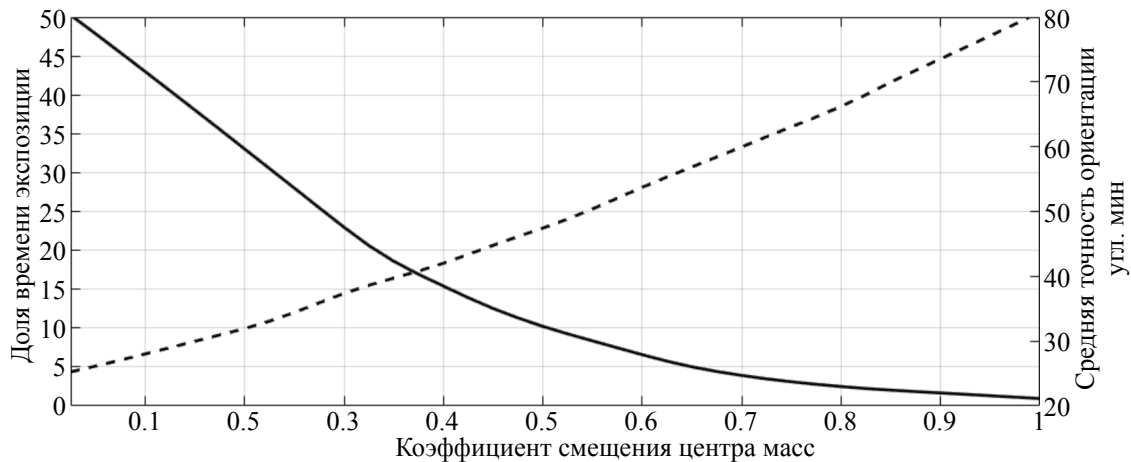


Рис. 4. Зависимость точности ориентации от смещения центра масс относительно центра давления.

мя другими уровень нутационных колебаний существенно падает. В пределе в вырожденном случае $J_{11} = 2J_{22} = 2J_{33}$ неустраняемые колебаний отсутствуют.

Вторым существенным фактором, влияющим на эффективность работы системы управления и требующим точной компоновки КА, является аэродинамический момент. Его воздействие становится особенно ощутимым на низкой орбите высотой 350 км (плотность атмосферы увеличивается примерно в 30 раз по сравнению с высотой 550 км). Здесь, в отличие от диагональных элементов, приводящих к неточности стабилизации КА, возникает ошибка в точности ориентации оси вращения. Для тензора инерции (1) получена зависимость точности ориентации КА (пунктирная линия на рис. 4) от смещения центра масс относительно центра давления, и доля времени, когда выполнены ограничения (сплошная линия). Смещение центра масс КА задается номинальным вектором с компонентами 3, 3, 10 мм в связанных осях, умноженным на коэффициент.

Из рис. 4 видно, что для орбиты высотой 350 км смещение не должно превышать выбранного номинального значения на уровне нескольких миллиметров. Для достижения удовлетворительных результатов работы системы ориентации, когда существенную часть времени ориентация КА соответствует требованиям полезной нагрузки, смещение центра масс относительно центра давления должно быть на уровне долей миллиметра.

В целом поддержание целевой ориентации со строгими требованиями по точности и парированию нутационных колебаний в режиме

вращения магнитной системой управления возможно. Это требует весьма точной балансировки КА для совпадения оси максимального момента инерции с оптической осью телескопа и минимизации смещения центра масс относительно центра давления в случае работы КА на низкой орбите.

3. УПРАВЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ДВИГАТЕЛЕЙ-МАХОВИКОВ

Управляющий момент, создаваемый маховиками, задаётся выражением

$$\mathbf{M}_{\text{упр}} = -\dot{\mathbf{H}} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{H},$$

где $\mathbf{H}$ — суммарный собственный кинетический момент блока маховиков. Алгоритм управления, обеспечивающий асимптотическую устойчивость ориентации заданной оси $\mathbf{e}_1$ на Солнце и закрутку вокруг нее с заданной угловой скоростью ω_0 имеет вид [35]

$$\dot{\mathbf{H}} = k_{\omega} \omega_{\text{отн}} + k_a \mathbf{S} \times \mathbf{e}_1 - \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{J}\boldsymbol{\omega} + \mathbf{H}) + \mathbf{M}_{\text{внеш}}.$$

Здесь k_{ω} и k_a — положительные коэффициенты усиления, $\omega_{\text{отн}} = \omega - \omega_0 \mathbf{e}_1$. Точность ориентации и стабилизации с помощью такого управления определяется точностью моделирования момента компенсируемых возмущений $\mathbf{M}_{\text{внеш}}$ бортовыми средствами, точностью знания величин, входящих в закон управления и величиной параметров k_a и k_{ω} , которые ограничены максимальным значением управляющего момента маховиков [36, 37]. Результаты моделирования работы алгоритма для идеальных маховиков, лишенных дисбаланса, приведены на рис. 5.

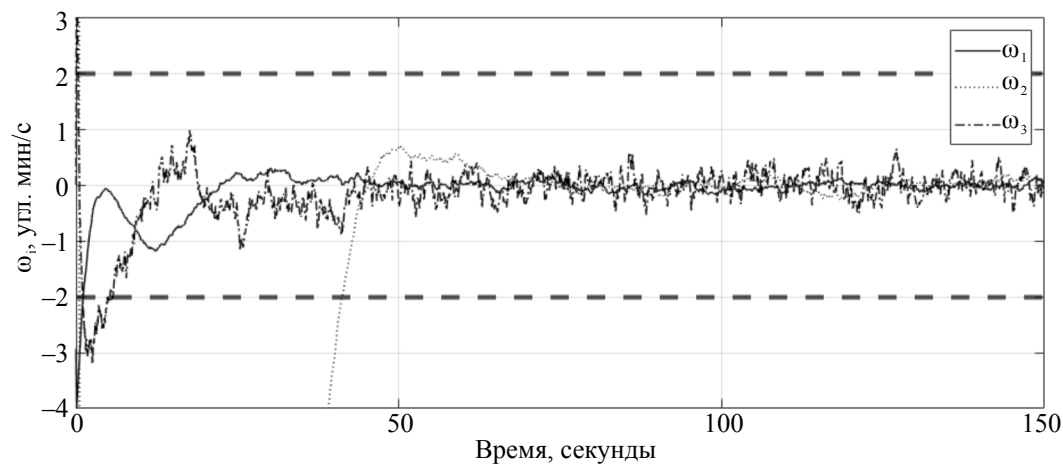


Рис. 5. Точность стабилизации при маховичном управлении.

Таблица 2. Характеристики маховиков

Модель	Масса, г	Макс. момент, Н·м	Запас кин. момента, Н·м·с	Статический дисбаланс, г·мм	Динамический дисбаланс, г·мм ²
RWP015	130	0.005	0.015	0.38	27.59
RWP100	330	0.007	0.100	0.69	33.12
SI 30	185	0.002	0.030	0.65	43.16

Как видно из рис. 5, маховики позволяют обеспечивать высокую точность и быстродействие. Возникающие ошибки связаны практически полностью с ошибками определения направления на Солнце и угловой скорости КА.

Важной для рассматриваемого случая особенностью маховиков, влияющей на динамику КА, является наличие изъянов их изготовления, что может приводить к статическому и динамическому дисбалансам [20]. Это становится причиной ухудшения точности ориентации и стабилизации. Оценки точности стабилизации в случае статического и динамического дисбалансов определяются выражениями [21] $\Delta\omega_s \sim \rho\Omega_s$, $\Delta\omega_d \sim \Omega d$ соответственно. Здесь s и d — величины статического и динамического дисбалансов; Ω — собственная угловая скорость вращения маховика; ρ — расстояние от центра масс КА до маховика. Фактически, если величины дисбалансов известны для конкретных маховиков, для уменьшения их влияния необходимо придерживаться двух правил: установки блока маховиков по возможности ближе к центру масс КА и уменьшения скорости вращения (кинетического момента) маховиков в режиме съемки. В примерах далее полагается, что сборка маховиков смещена на 10 см по третьей оси связанной системы координат (находится в боковом блоке 3U кубсата).

Для оценки влияния дисбалансов были рассмотрены характеристики трех маховиков, предназначенных для установки на спутники типа кубсат [38], табл. 2.

Моделирование проводилось для разных начальных значений кинетических моментов маховиков. Примеры результатов моделирования приведены на рис. 6 и 7, результаты по точности стабилизации в зависимости от кинетического момента маховика приведены в табл. 3.

На рис. 6 приведен пример стабилизации КА с помощью маховика RWP015, работающего в начальный момент на 10 % от максимального кинетического момента.

На рис. 6 точность стабилизации практически все время оказывается в пределах требований (точность ориентации подвержена действию дисбалансов в меньшей степени и потому не приводится). Если же маховик накопил около половины максимального кинетического момента, то требования по стабилизации практически не выполняются, что показано на рис. 7.

В табл. 3 сведены результаты для всех трех рассмотренных моделей маховиков.

Для достижения необходимой точности с помощью представленных в табл. 2 маховиков требуется работать на уровне около 10 % от их

Таблица 3. Точность стабилизации

Маховик	Кинетический момент, доля от максимального	Точность ориентации, градусы	Точность стабилизации, угловые мин в сек
RWP015	0	$1 \cdot 10^{-4}$	0.1
	0.1	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.7
	0.5	0.05	9
	0.9	0.09	18
RWP100	0	$3 \cdot 10^{-4}$	0.06
	0.1	$5 \cdot 10^{-4}$	2
	0.5	0.06	12
	0.9	0.1	15
SI 30	0	$5 \cdot 10^{-4}$	0.24
	0.1	$8 \cdot 10^{-4}$	2.5
	0.5	0.07	12
	0.9	0.21	25

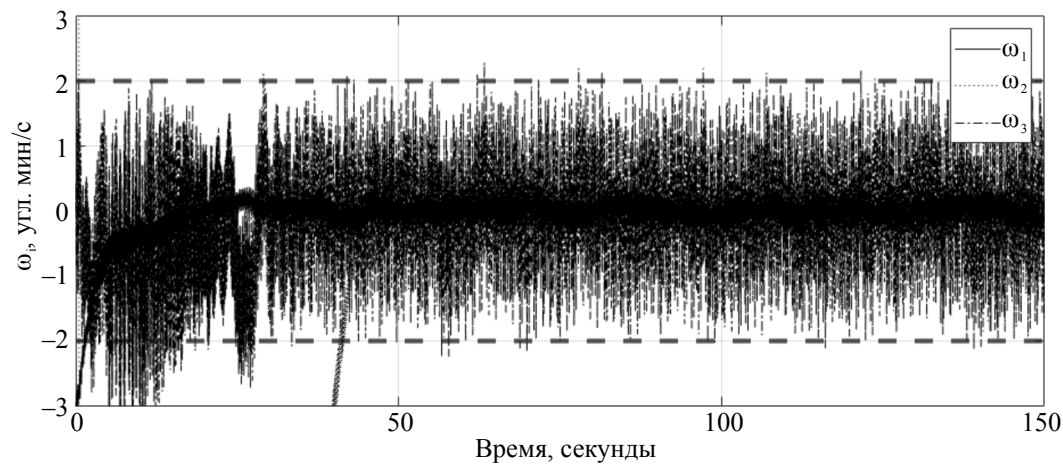


Рис. 6. Точность стабилизации при накопленном кинетическом моменте 0.1 от максимального для модели маховика RWP015.

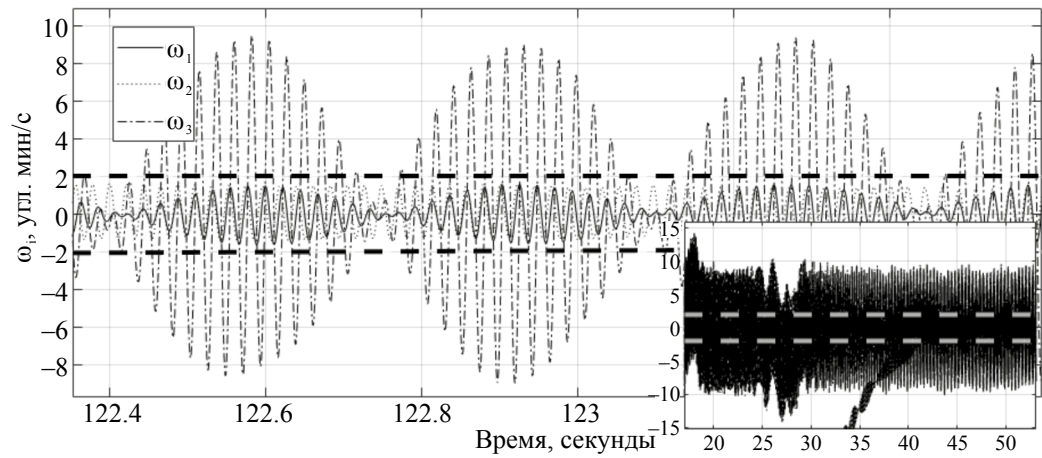


Рис. 7. Точность стабилизации при накопленном кинетическом моменте 0.5 от максимального для модели маховика RWP015.

максимального кинетического момента (рис. 6). При накопленном кинетическом моменте на уровне в половину максимального имеются лишь отдельные моменты времени, когда угловая скорость КА удовлетворяет ограничениям (рис. 7). Таким образом, при использовании маховиков в качестве системы стабилизации необходимо обеспечивать небольшие значения кинетических моментов маховиков во время съемки, что вполне возможно при использовании вспомогательной системы разгрузки, например, магнитных катушек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для орбитального солнечного телескопа, установленного на кубсате формата 3U, рассмотрено поддержание движения со средними требованиями по точности ориентации — около 0.5 град — и высокими требованиями по точности стабилизации — около 2 угл. мин $\cdot$ с $^{-1}$. Показано, что использование магнитной системы ориентации в режиме вращения аппарата требует существенных усилий по компоновке КА. Требуется благоприятные соотношения между максимальным и двумя другими моментами инерции, когда первый существенно больше. Также необходима балансировка аппарата для получения малых величин недиагональных моментов инерции на уровне до 1 % от величин диагональных моментов. Использование маховичной системы ориентации требует предварительной разгрузки блока маховиков для работы в номинальном режиме с кинетическим моментом на уровне 10 % от максимального для типовых коммерческих устройств. Блок маховиков должен устанавливаться на расстоянии нескольких сантиметров от центра масс КА. При выполнении описанных условий КА может успешно получать несколько снимков Солнца среднего качества за один оборот по орбите.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-30002, <https://rscf.ru/project/23-72-30002/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Domingo V., Fleck B., Poland A.I. The SOHO mission: An overview // *Solar Physics*. 1995. V. 162. Iss. 1–2. P. 1–37. <https://doi.org/10.1007/BF00733425>.
2. Strong K., Bruner M., Tarbell T. et al. Trace - The transition region and coronal explorer // *Space Science Reviews*. 1994. V. 70. Iss. 1–2. P. 119–122. <https://doi.org/10.1007/BF00777855>.
3. The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) - Mission Description and Early Results / ed. Lin R.P., Dennis B.R., Benz A.O. Dordrecht: Springer Netherlands, 2003. <https://doi.org/10.1007/978-94-017-3452-3>.
4. Житник И.А., Кузин С.В., Собельман И.И. и др. Основные результаты эксперимента СПИРИТ на ИСЗ КОРОНАС-Ф // *Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы*. 2005. Т. 39. № 6. С. 495–506.
5. Wuelsel J.-P., Lemen J.R., Tarbell T.D. et al. EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager // *Proc. Optical Science and Technology, SPIE's 48th Annual Meeting*. San Diego, California, United States. 2004. V. 5171. <https://doi.org/10.1117/12.506877>.
6. Golub L., DeLuca E., Austin G. et al. The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode Mission // *The Hinode Mission*. 2008. P. 27–50. https://doi.org/10.1007/978-0-387-88739-5_5.
7. Кузин С.В., Житник И.А., Шестов С.В. и др. Эксперимент ТЕСИС космического аппарата КОРОНАС-ФОТОН // *Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы*. 2011. Т. 45. № 2. С. 166–177.
8. Berghmans D., Hochedez J., Defise J. et al. SWAP onboard PROBA 2, a new EUV imager for solar monitoring // *Advances in Space Research*. 2006. V. 38. 8. P. 1807–1811. <https://doi.org/10.1016/J.ASR.2005.03.070>.
9. Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. 2012. V. 275. Iss. 1–2. P. 17–40. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>.
10. Darnel J.M., Seaton D.B., Bethge C. et al. The GOES-R Solar UltraViolet Imager // *Space Weather*. 2022. V. 20. Iss. 4. Art.ID. e2022SW003044. <https://doi.org/10.1029/2022SW003044>.
11. Rochus P., Auchère F., Berghmans D. et al. The Solar Orbiter EUV instrument: The Extreme Ultraviolet Imager // *Astronomy & Astrophysics*. 2020. V. 642. Art.ID. A8. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936663>.
12. Gan W.-Q., Zhu Cheng, Deng Yuan-Yong et al. Advanced Space-based Solar Observatory (ASO-S): an overview // *Research in Astronomy and Astrophysics*. 2019. V. 19. Iss. 11. Art.ID. 156. <https://doi.org/10.1088/1674-4527/19/11/156>.
13. Villela T., Costa C.A., Brandão A.M. et al. Towards the Thousandth CubeSat: A Statistical Overview // *Int. J. Aerospace Engineering*. 2019. Art. ID. 5063145. DOI: <https://doi.org/10.1155/2019/5063145>.
14. Mason J.P., Chamberlin Ph.C., Seaton D. et al. SunCET: The Sun Coronal Ejection Tracker Concept // *J. Space Weather and Space Climate*. 2021. V. 11. Art. ID. 20. <https://doi.org/10.1051/swsc/2021004>.

15. *Mason J.P., Woods Th.N., Caspi A. et al.* Miniature X-Ray Solar Spectrometer: A Science-Oriented, University 3U CubeSat // *J. Spacecraft and Rockets*. 2016. V. 53. Iss. 2. P. 328–339. <https://doi.org/10.2514/1.A33351>.
16. *Desai M.I., Allegrini F., Ebert R.W. et al.* The CubeSat Mission to Study Solar Particles // *IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine*. 2019. V. 34. Iss. 4. P. 16–28. <https://doi.org/10.1109/MAES.2019.2917802>.
17. *Перцов А.А., Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф. и др.* Телескоп для получения изображений Солнца на малоразмерных аппаратах типа кубсат // *Приборы и техника эксперимента*. 2022. Т. 65. № 2. С. 131–137. <https://doi.org/10.31857/S003281622020057>.
18. *Prokopyev V.Y., Bakanov S.S., Bodrov V.K. et al.* NORBY CubeSat nanosatellite: design challenges and the first flight data // *J. Physics: Conference Series*. 2021. V. 1867. Iss. 1. Art.ID. 012038. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1867/1/012038>.
19. *Игнатов А.И., Иванов Г.А., Коломиец Е.С. и др.* Реализация режима солнечной ориентации космического аппарата с помощью системы двигателей-маховиков // *Косм. исслед.* 2023. Т. 61. № 2. С. 143–156. <https://doi.org/10.31857/S0023420622700017>.
20. *Alcorn J., Allard C., Schaub H.* Fully Coupled Reaction Wheel Static and Dynamic Imbalance for Spacecraft Jitter Modeling // *J. Guidance, Control and Dynamics*. 2018. V. 41. Iss. 6. P. 1380–1388. <https://doi.org/10.2514/1.G003277>.
21. *Tkachev S., Mashtakov Y., Ivanov D. et al.* Effect of Reaction Wheel Imbalances on Attitude and Stabilization Accuracy // *Aerospace*. 2021. V. 8. Iss. 9. <https://doi.org/10.3390/aerospace8090252>.
22. *Mashtakov Y., Tkachev S., Ovchinnikov M.* Use of External Torques for Desaturation of Reaction Wheels // *J. Guidance, Control and Dynamics*. 2018. V. 41. Iss. 8. P. 1663–1674. <https://doi.org/10.2514/1.G003328>.
23. *Игнатов А.И.* Оценка низкочастотных микроускорений на борту искусственного спутника Земли в режиме солнечной ориентации // *Космические исследования*. 2022. Т. 60. № 1. С. 43–56. <https://doi.org/10.31857/S0023420622010046>.
24. *Артюхин Ю.П., Каргу Л.И., Симаев В.Л.* Системы управления космических аппаратов, стабилизированных вращением. М.: Наука, 1979. 295 с.
25. *Shigehara M.* Geomagnetic attitude control of an axisymmetric spinning satellite // *J. Spacecraft and Rockets*. 1972. V. 9. Iss. 6. P. 391–398. <https://doi.org/10.2514/3.61700>.
26. *de Ruiter A.* A fault-tolerant magnetic spin stabilizing controller for the JC2Sat-FF mission // *Acta Astronautica*. 2011. V. 68. Iss. 1–2. P. 160–171. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2010.07.012>.
27. *Ovchinnikov M.Y., Roldugin D.S., Penkov V.I.* Asymptotic study of a complete magnetic attitude control cycle providing a single-axis orientation // *Acta Astronautica*. 2012. V. 77. P. 48–60. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2012.03.001>.
28. *Avanzini G., de Angelis E.L., Giulietti F.* Spin-axis pointing of a magnetically actuated spacecraft // *Acta Astronautica*. 2014. V. 94. Iss. 1. P. 493–501. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2012.10.035>.
29. *Ролдугин Д.С.* Устойчивость стабилизации космического аппарата в направлении Солнца магнитными исполнительными органами на солнечно-синхронной орбите // *Косм. исслед.* 2023. Т. 61. № 2. <https://doi.org/10.31857/S002342062260026X>.
30. *Морозов В.М., Каленова В.И.* Стабилизация относительного равновесия спутника при помощи магнитных моментов с учетом аэродинамических сил // *Косм. исслед.* 2022. Т. 60. № 3. С. 246–253. <https://doi.org/10.31857/S0023420622030074>.
31. *Roldugin D.S., Ovchinnikov M.Y.* Wobble of a spin stabilized satellite with cross products of inertia and magnetic attitude control // *Advances in Space Research*. 2023. V. 71. Iss. 1. P. 408–419. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.08.073>.
32. *Inamori T., Sako N., Nakasuka S.* Magnetic dipole moment estimation and compensation for an accurate attitude control in nano-satellite missions // *Acta Astronautica*. 2011. V. 68. Iss. 11–12. P. 2038–2046. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2010.10.022>.
33. *Busch S., Bangert P., Dombrovski S. et al.* UWE-3, in-orbit performance and lessons learned of a modular and flexible satellite bus for future pico-satellite formations // *Acta Astronautica*. 2015. V. 117. P. 73–89. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2015.08.002>.
34. *Alken P., Thébault E., Beggan C.D. et al.* International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // *Earth, Planets and Space*. 2021. V. 73. Iss. 1. Art.ID. 49. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>.
35. *Зубов В.И.* Лекции по теории управления. М.: Наука, 1975. 495 с.
36. *Ovchinnikov M.Y., Tkachev S.S., Karpenko S.O.* A Study of Angular Motion of the Chibis-M Microsatellite with Three-Axis Flywheel Control // *Cosmic Research*. 2012. V. 50. Iss. 6. P. 431–440. <https://doi.org/10.1134/S0010952512060044>.
37. *Mashtakov Y.V., Ovchinnikov M.Y., Tkachev S.S.* Study of the disturbances effect on small satellite route tracking accuracy // *Acta Astronautica*. 2016. V. 129. P. 22–31. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2016.08.028>.
38. *Shields J., Pong C., Lo K. et al.* Characterization of CubeSat Reaction Wheel Assemblies // *J. Small Satellites*. 2017. V. 6. Iss. 1. P. 565–580. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:195323699>

УДК 524.355, 533.922

МОНТЕ-КАРЛО ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДНИХ СПЕКТРОВ МОЩНОСТИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

© 2024 г. В. М. Лозников

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

vloznikov@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.09.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

На основе результатов нескольких работ, посвященных исследованию средних спектров мощности ($\langle \text{PDS} \rangle$) гамма-всплесков (GRB), составлен перечень особенностей $\langle \text{PDS} \rangle$, которые необходимо объяснить. Используя доказанную в ряде публикаций возможность разложения временного профиля каждого гамма-всплеска в сумму нескольких двухсторонних импульсов, производится моделирование GRB во временной области и исследование средних спектров мощности моделей в частотной области. Сделаны краткие обзоры результатов ряда теоретических работ. Проведена Монте-Карло симуляция временных рядов, состоящих из совокупности двухсторонних импульсов с пуассоновским распределением положения импульсов на временной шкале, при различных формах импульсов и распределениях амплитуды и длительности импульсов. Все основные свойства среднего спектра мощности, имеющего форму квази-Лоренциана, теоретически выведенные в различных опубликованных исследованиях, подтверждены. $\langle \text{PDS} \rangle$ -суперпозиции двухсторонних импульсов, случайно распределенных во времени, не описываются единым степенным законом. В общем случае, форма $\langle \text{PDS} \rangle$ состоит из трех квазистепенных участков, разделенных двумя изломами. Положение двух изломов в $\langle \text{PDS} \rangle$ определяется параметрами асимметрии и эффективной длительности импульсов. Распределение длительности импульсов и их форма влияют на форму $\langle \text{PDS} \rangle$, а распределение амплитуды импульсов практически не оказывает такого влияния. Величина переменяемости (при больших значениях $\gamma \geq 1$) влияет на форму $\langle \text{PDS} \rangle$. Основываясь на предшествующих теоретических работах и проведенных в настоящем исследовании Монте-Карло симуляциях, можно утверждать, что все особенности средних спектров мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ GRB объясняются с помощью простой модели кривой блеска в виде суперпозиции некоррелированных случайных двухсторонних импульсов. Основные особенности $\langle \text{PDS} \rangle$ GRB определяются только такими характеристиками импульсов, как параметр асимметрии, распределение длительности и форма импульсов.

DOI: 10.31857/S0023420624050076, EDN: IHFWLW

ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей работы исследовать и объяснить особенности средних спектров мощности (PDS) гамма-всплесков (GRB) посредством Монте-Карло (МК) симуляции временных рядов двухсторонних импульсов разной формы с различными распределениями амплитуды и длительности, при разных значениях параметров асимметрии и переменяемости импульсов, на основе теоретических исследований [1–3].

Авторы работ [1–3] называют импульсы двухсторонними, если импульс имеет «фронт»,

с монотонным увеличением интенсивности от нуля до максимума, и «хвост», с монотонным уменьшением интенсивности от максимума до нуля. Односторонний импульс имеет только «хвост» или только «фронт».

Напомним основные факты, необходимые для понимания темы спектров мощности временных рядов, которой посвящена настоящая работа.

Если исследуется временной дискретный ряд длительностью $T = N_{\text{bin}} \Delta t$ секунд с количеством N_{bin} временных бинов одинаковой длительности

или временным разрешением (Δt), то спектр мощности (PDS) вычисляется в диапазоне частот $f_{\min} < f < f_N$, где минимальная частота PDS равна $f_{\min} = 1/T$, а максимальная частота (частота Найквиста) $f_N = 1/(2\Delta t)$. Количество дискретных частот (f) в спектре PDS равно $N_f = N_{\text{bin}}/2$, причем $f = k/T$, где $k = 1, \dots, N_f$. Разрешение по частоте $\Delta f = 1/T$ одинаково для всех частот. Спектр мощности PDS можно вычислять по-разному. Или как преобразование Фурье от автокорреляционной функции (ACF) [1–3], или как квадрат модуля амплитуды преобразования Фурье временного ряда [14]. Перед вычислением PDS, можно нормировать исходный временной ряд различным образом. Также и PDS, можно нормировать по-разному.

Все гамма-всплески GRB имеют разную длительность. При исследовании $\langle \text{PDS} \rangle$ желательно иметь временные ряды одинаковой длительности. Поэтому, разные авторы используют разные методы для стандартизации длины временных рядов GRB.

Если все величины временного ряда имеют нормальное, или пуассоновское распределение, то PDS имеет плоскую форму («белый шум»), а величины ($\text{PDS}_f \equiv P_f$) имеют распределение **хи-квадрат** с двумя степенями свободы. Однако величины временных рядов реальных гамма-всплесков (GRB) имеют более сложное **распределение** [1, 2], поэтому и PDS имеет более сложную форму («красный шум» с избытком низкочастотных компонент) с **пока неизвестным распределением величин P_f** . **Формы среднего спектра мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ для нескольких форм импульсов** (с различными параметрами асимметрии и переменяемости и различными распределениями их амплитуды и ширины) вычислены в работах [1–3].

После усреднения по выборке всех P_f исследуемых GRB, для улучшения статистики и **избавления от неопределенности в распределении величин P_f** , обычно производится суммирование величин P_f в нескольких соседних частотных бинах так, чтобы получить новые частотные бины примерно одинаковой ширины в логарифмической шкале. Известно, что сумма большого количества случайных величин (независимо от типа их распределения) с примерно равными средними значениями подчиняется нормальному (Гауссову) распределению. Суть нормировки в том, чтобы угадать, какая нормировка лучше соответствует требованию «примерно равных средних значений» по выборке для величин P_f . Поскольку спектр мощности — «красный»,

квазистепенной, то, чтобы лучше видеть особенности спектра, $\langle \text{PDS} \rangle$ обычно умножают на частоту в некоторой степени.

КРАТКИЙ ОБЗОР НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Цель настоящей работы в том, чтобы **объяснить** не всю физику GRB [13, 19], а **только основные особенности средних спектров мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ GRB**. В частотной области нас будет интересовать существование изломов квазистепенной кривой $\langle \text{PDS} \rangle$, зависимость положения изломов на шкале частот от параметров импульсов, а также величина индекса наклона среднего квазистепенного участка кривой $\langle \text{PDS} \rangle$. **Во временной области** нас будет интересовать возможность разложения кривой блеска GRB на отдельные импульсы, форма отдельных импульсов GRB, простой и сложной формы, и усредненная форма импульсов GRB.

(а) **Средние спектры мощности $\langle \text{PDS} \rangle$** исследовались в работах [4–8].

В работах [4–7] **обнаружено два излома в $\langle \text{PDS} \rangle$** (на низкой частоте ~ 0.05 Гц и на высокой частоте ~ 1 Гц). В статье [8] найден только один широкий излом на низкой частоте в диапазоне ($\sim 0.02 \dots 0.11$ Гц).

Средний участок $\langle \text{PDS} \rangle$ имеет квазистепенную форму с индексом наклона, зависящим от выборки и нормировки данных [5, 8].

Величина **индекса наклона антикоррелирует с яркостью** (величиной главного пика) GRB [5, 6] и **жесткостью** энергетического канала. **Яркость и жесткость** энергетического канала, в свою очередь, **антикоррелирует с шириной импульса**. Поэтому, **можно ожидать, что индекс наклона коррелирует с шириной импульса**. **Положение изломов зависит от энергетического диапазона GRB** [5], т.е. по сути, от средней **ширины импульсов** выборки GRB, поскольку, как правило, в более жестком энергетическом диапазоне GRB ширина импульсов уменьшается [12].

В статьях [12, 28] показано, что **яркость в пике** главного импульса (Flux) **антикоррелирует с количеством отсчетов** (Fluence) и **шириной импульса** GRB. А также, что **ширина импульса коррелирует с Fluence**.

Напомним, что **все четыре ярких GRB**, представленные на [рис. 1 из статьи 5], **имеют многопиковую структуру с большой долей**

перекрывающихся импульсов. Следовательно, по меньшей мере, **нужно учитывать не только «яркость» (амплитуду), но и перемежаемость (наложение импульсов), и, следовательно, форму и длительность.**

(б) Большинство профилей GRB могут быть разложены на сумму двухсторонних импульсов. В статьях [10, 11, 15–17, 21] используется форма импульса, предложенная в работах [10, 11]. Функциональная форма этого импульса отличается **закругленной вершиной** и наличием начала импульса. Форма «Norris-импульса» определяется функцией $I(t) = A\eta \exp[-\tau_1/(t-t_s) - (t-t_s)/\tau_2]$, где A — амплитуда; $\eta = \exp(2k)$ — нормировочный множитель; $k = \sqrt{(\tau_1/\tau_2)}$; τ_1 — время нарастания импульса; τ_2 — время спада импульса, t_s — время начала импульса, ($t > t_s$). Пик импульса достигается при $t_{peak} = t_s + \sqrt{(\tau_1\tau_2)}$.

Несколько ранее в статье [20] предлагалась другая модель формы импульса $F(t) = A \exp(-(|t - t_{max}|/\sigma_{r,d})^\nu)$, где t_{max} — время максимальной интенсивности импульса A ; σ_r и σ_d — константы времени нарастания ($t < t_{max}$) и времени спада ($t > t_{max}$) соответственно; ν — параметр остроты пика.

В статьях [22–27] для описания формы импульса предлагалась следующая функция $F(t) = (t_0/(t_0 + |t - t_{max}|))^{\alpha_{RF}, \alpha_{BS}}$, где t_{max} — время максимума наибольшего импульса GRB; t_0 — параметр ширины импульса; α_{RF} и α_{BS} — параметры крутизны нарастания ($t < t_{max}$) и затухания ($t \geq t_{max}$) импульса. Эта форма импульса отличается **острым пиком.**

(в) В работах [22–27] показано, что **при суммировании** (нормированных на «пик») **GRB, выстроенных по главному пику, остается только один главный двухсторонний импульс, а все остальные импульсы GRB при усреднении подавляются.** Это означает, что **индивидуальные импульсы распределены случайно во времени.** Усредненный по выборке **профиль GRB, выстроенных по главному пику, оказался похож на несимметричный двухсторонний импульс.**

В ряде статей [12, 18, 22–27] найдено, что **ширина усредненного профиля GRB антикоррелирует с яркостью и энергетической жесткостью GRB, т.е. ведет себя аналогично ширине индивидуального импульса.**

Для нас важно, что **индивидуальные импульсы распределены случайно во времени.** Этот факт будет использован при МК-моделировании.

КРАТКИЙ ОБЗОР НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ PDS

В работах [1–3], для описания флуктуаций плазмы в термоядерном реакторе типа «Токамак» (Alcator C-Mod), предлагается модель стохастического процесса, заданного суперпозицией нескольких (K) случайных импульсов на временном интервале длительностью (T)

$$\Phi_K(t) = \sum A_k \cdot \phi((t - t_k)/\tau_k), \quad (k=1, K(T)) \quad (1)$$

где каждый импульс $\phi(\theta)$ характеризуется амплитудой A_k , временем появления t_k и длительностью τ_k . Предполагается, что все импульсы не коррелированы, независимы и имеют одинаковые распределения. **Время появления импульсов t_k на временном интервале T имеет однородное распределение с плотностью вероятности $1/T$.**

В настоящем кратком обзоре исследований [1–3], по возможности, сохраняются обозначения из указанных работ.

Распределение длительности импульсов τ_k задано функцией $P_\tau(\tau)$, а средняя длительность импульса определяется по формуле

$$\tau_d = \langle \tau \rangle = \int \tau \cdot P_\tau(\tau) \cdot d\tau, \quad \text{где } (\tau = 0, \infty) \quad (2)$$

Спектр мощности $p_\phi(\omega)$ формы отдельного импульса $\phi(\theta)$ вычисляется в статье [1], как преобразование Фурье от автокорреляционной функции формы импульсов

$$p_\phi(\omega) = \int p_\phi(\theta) \cdot \exp(-i\omega\theta) \cdot d\theta, \quad (3)$$

где $(\theta = -\infty, \infty)$,

$$p_\phi(\theta) = (1/I_2) \cdot \int \phi(\chi) \cdot \phi(\chi + \theta) d\chi, \quad (4)$$

где $(\chi = -\infty, \infty)$,

$$I_n = \int |\phi(\theta)|^n \cdot d\theta, \quad \text{где } (\theta = -\infty, \infty)$$

или как **квадрат модуля преобразования Фурье $\phi(\omega)$ от формы импульса**

$$p_\phi(\omega) = (1/I_2) \cdot |\phi(\omega)|^2, \quad (5)$$

где $\phi(\omega) = \int \phi(\theta) \cdot \exp(-i\omega\theta) \cdot d\theta$, где $(\theta = -\infty, \infty)$.

Средняя величина сигнала (1) равна

$$\begin{aligned} \langle \Phi_K \rangle &= \tau_d I_1 \langle A \rangle (K/T) = \\ &= (\tau_d/\tau_w) I_1 \langle A \rangle = \gamma I_1 \langle A \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

где среднее время между импульсами как $\tau_w = T/\langle K \rangle$. Здесь $\langle K \rangle$ обозначает среднее случайной величины количества импульсов K [1].

Дисперсия сигнала (1) (для больших T) равна

$$(\Phi_{rms})^2 = (\tau_d/\tau_w) \cdot I_2 \cdot \langle A^2 \rangle = \gamma \cdot I_2 \cdot \langle A^2 \rangle. \quad (7)$$

Среднее и дисперсия сигнала не зависят от распределения длительности [1].

Переменяемость γ определяется [1] как отношение длительности импульса к среднему времени между импульсами

$$\gamma = (\tau_d / \tau_w). \quad (8)$$

Переменяемость определяет степень перекрытия импульсов. Когда переменяемость мала $\gamma \ll 1$, импульсы изолированы друг от друга. Когда переменяемость велика $\gamma \gg 1$, импульсы перекрываются, и реализация случайного процесса становится похожей на случайный шум.

Автокорреляционная функция сигнала (1) для временного сдвига r после замены переменных $\Phi'(t) = (\Phi - \langle \Phi \rangle) / \Phi_{\text{rms}}$ определяется [1] выражением

$$R_{\Phi'}(r) = (1/\tau_d) \cdot \int \tau \cdot P_{\tau}(\tau) \cdot \rho_{\phi}(r/\tau) \cdot d\tau, \quad (9)$$

где $(\tau = 0, \infty)$

Из выражения (9) следует, что **автокорреляционная функция** определяется **формой импульса**, через автокорреляционную функцию $\rho_{\phi}(\theta)$ импульса (4), и **плотностью функции вероятности $P_{\tau}(\tau)$ распределения длительности** [1].

Плотность спектра мощности сигнала (1) определяется после замены переменных $\Phi'(t) = (\Phi - \langle \Phi \rangle) / \Phi_{\text{rms}}$ [1] выражением

$$\Omega_{\Phi'}(\omega) = (1/\tau_d) \cdot \int \tau^2 \cdot P_{\tau}(\tau) \cdot \rho_{\phi}(\tau\omega) \cdot d\tau, \quad (10)$$

где $(\tau = 0, \infty)$

Спектр мощности $\Omega_{\Phi'}$ (10) определяется [1] **формой импульса**, через спектр мощности импульса p_{ϕ} , и **плотностью функции вероятности P_{τ} распределения длительности**.

Авторы исследований [1–3] отмечают, что спектр мощности $\Omega_{\Phi'}(\omega)$ не зависит ни от распределения амплитуды P_A , ни от параметра переменяемости γ .

Приведенные выше выражения для автокорреляционной функции и спектральной плотности были выведены в работе [1] для произвольной формы импульса.

Используя единичную ступенчатую функцию $\Theta(\theta)$, для удобства вычислений, авторы [1, 2] представляют каждый двухсторонний импульс в виде суммы двух импульсов «фронта» (до максимума) и «хвоста» (после максимума):

$$\begin{aligned} \phi(\theta, \lambda) = \\ = \Theta(-\theta) \cdot \exp(\theta/\lambda) + \Theta(\theta) \cdot \exp(-\theta/(1-\lambda)), \end{aligned} \quad (11)$$

где λ — параметр асимметрии, (отношение длительности «фронта» к полной длительности $\lambda = \tau_f / \tau_d$), $(0 < \lambda < 1)$, $\Theta(\theta)$ — единичная ступенчатая функция Хевисайда ($\Theta(\theta) = 1$, если $\theta \geq 0$, и $\Theta(\theta) = 0$, если $\theta < 0$). При $\lambda < 1/2$ время нарастания импульса (фронта) τ_f меньше времени затухания (хвоста) импульса $\tau_{\text{decay}} = (1-\lambda) \cdot \tau_d$, при $\lambda = 1/2$ имеем симметричный импульс.

При $\lambda = 0$ получаем **односторонний затухающий импульс**

$$\phi(\theta) = \Theta(\theta) \cdot \exp(-\theta). \quad (12)$$

Спектр мощности формы одностороннего экспоненциального импульса [1] равен

$$p_{\phi}(\omega) = 2 / (1 + \omega^2) \quad (13)$$

Тогда **спектр мощности суперпозиции односторонних экспоненциальных импульсов** [1]

$$\Omega_{\Phi'}(\omega) / (2\tau_d) = 1 / (1 + (\tau_d \omega)^2) \quad (14)$$

имеет форму функции Лоренциана. Эта функция плоская на низких частотах и имеет степенную форму с индексом наклона 2 на высоких частотах.

В качестве иллюстрации приведем график (рис. 1) функции Лоренциана (или распределения Коши — Лоренца, или Брейт — Вигнера) в логарифмическом масштабе.

Интересно отметить, что для нормированного случайного процесса $\Phi(t)$ (1), состоящего из **двухсторонних экспоненциальных импульсов**, равномерно случайно распределенных во времени, с экспоненциальным распределением

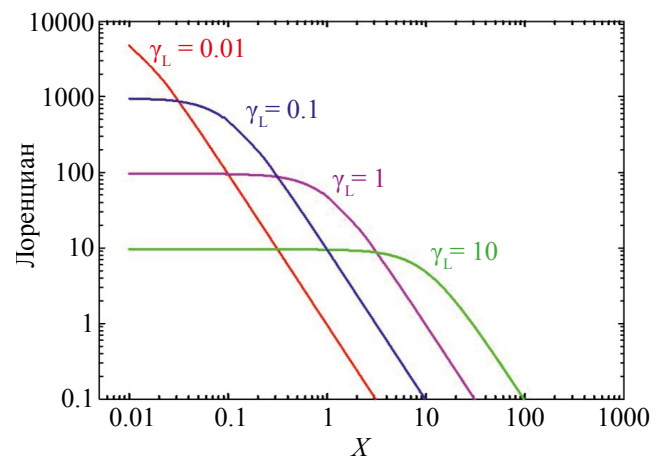


Рис. 1. Лоренциан (правая половинка): $F(X; x_0, \gamma_L) = A \times (\gamma_L / \pi) / [(X - x_0)^2 + \gamma_L^2]$, $(X > x_0 = 0)$. Здесь γ_L — параметр ширины распределения. Параметр $(\gamma_L = 0.01, 0.1, 1.0, 10)$ для кривых (слева направо по нижнему краю).

амплитуды импульсов, случайная величина сигнала $\Phi'(t) = (\Phi - \langle \Phi \rangle) / \Phi_{\text{rms}}$, имеет Гамма-распределение [2]

$$P(\Phi') = (\gamma^{1/2} / \Gamma(\gamma)) \cdot (\gamma + \gamma^{1/2} \cdot \Phi')^{\gamma-1} \exp(-\gamma - \gamma^{1/2} \cdot \Phi'),$$

где Γ — гамма-функция, $\gamma = (\tau_d / \tau_w)$ — параметр формы или перемежаемость (8).

Спектр мощности **одного двухстороннего экспоненциального импульса** равен [1]

$$p_\Phi(\omega, \lambda) = 2 / \left[(1 + (1 - \lambda)^2 \omega^2) \times (1 + \lambda^2 \omega^2) \right]. \quad (15)$$

Спектр мощности **суперпозиции двухсторонних экспоненциальных импульсов с постоянной длительностью** [1, 2] имеет вид

$$\begin{aligned} \Omega_\Phi(\omega, \lambda) / (2\tau_d) = \\ = [1 + (1 - \lambda)^2 \tau_d^2 \omega^2]^{-1} [1 + \lambda^2 \tau_d^2 \omega^2]^{-1}, \end{aligned} \quad (16)$$

также, переходя от угловой частоты ω к частоте колебаний $\nu = \omega / 2\pi$, можно записать

$$\begin{aligned} \langle \text{PDS} \rangle \sim [1 + (1 - \lambda)^2 \tau_d^2 (2\pi\nu)^2]^{-1} \times \\ \times [1 + \lambda^2 \tau_d^2 (2\pi\nu)^2]^{-1}, \end{aligned} \quad (17)$$

или

$$\langle \text{PDS} \rangle \sim [1 + (\nu / \nu_1)^2]^{-1} \times [1 + (\nu / \nu_2)^2]^{-1}, \quad (18)$$

где две частоты ν_1 и ν_2 определяют положение изломов спектра

$$\nu_1 = (2\pi \tau_d)^{-1} \cdot (1 - \lambda)^{-1} \equiv (2\pi \cdot \tau_{\text{decay}})^{-1}, \quad (19)$$

$$\nu_2 = (2\pi \tau_d)^{-1} \cdot \lambda^{-1} \equiv (2\pi \cdot \tau_{\text{rise}})^{-1}. \quad (20)$$

Преимущество в использовании пары параметров λ и τ_d будет объяснено ниже.

Как следует из формул (17) и (18) средний спектр мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ суперпозиции двухсторонних экспоненциальных импульсов имеет **три степенных участка с разными наклонами** [1]. При малых $\nu \rightarrow 0$ средний спектр мощности PDS плоский, т.е. индекс наклона равен 0. При $\nu_1 < \nu < \nu_2$ индекс наклона $\langle \text{PDS} \rangle$ равен 2, а при $\nu > \nu_2$ индекс наклона $\langle \text{PDS} \rangle$ равен 4. Иначе говоря, первые два участка имеют форму Лоренциана, а третий участок — форму произведения «хвостов» двух Лоренцианов. Как будет показано ниже, **три степенных участка в $\langle \text{PDS} \rangle$ становятся явно выраженными при $\lambda < 0.1$.**

Заметим, что, функционально подобная (18), формула (20) для спектра мощности **одиночного** двухстороннего экспоненциального импульса была получена в работе [9]. Однако это не привело авторов [9] к объяснению особенностей формы PDS.

В статьях [1–3] были рассмотрены сигналы с разнообразными формами импульсов, с разнообразными распределениями длительности, и получены формулы для $\langle \text{PDS} \rangle$.

Для большинства из рассмотренных в работах [1–3] форм импульсов и распределений длительности $\langle \text{PDS} \rangle$ имеет Лоренциан-подобную форму.

Отметим наличие явных параллелей между особенностями средних спектров мощности, найденными в теоретических работах [1–3], и особенностями средних спектров мощности, обнаруженными при исследованиях GRB [4–7]. Отличие состоит только в том, что величина индексов наклона в $\langle \text{PDS} \rangle$ GRB для второго и третьего участков $\langle \text{PDS} \rangle$ меньше, чем индексы наклонов в формулах (17), (18).

МОНТЕ-КАРЛО ИССЛЕДОВАНИЕ $\langle \text{PDS} \rangle$

Монте-Карло моделирование результатов исследований работ [1–3]

Во всех симуляциях предполагается, что фон отсутствует.

Положение каждого импульса на временной шкале (в массиве из $L = 4000$ бинов длительностью по $dT = 0.02$ секунды) подчиняется однородному распределению (как и в работах [1–3]), т.е. пуассоновскому распределению интервалов между импульсами. Никаких корреляций между параметрами и между распределениями параметров не вводилось. Для каждого массива вычислялся спектр мощности PDS в нормировке “Leahy” [14]. Затем вычислялся средний спектр мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ за $K = 1000$ Монте-Карло симуляций.

Влияние параметра асимметрии на форму $\langle \text{PDS} \rangle$

На каждом из $K = 1000$ массивов длиной $L = 4000$ бинов разыгрывается положение только **одного двухстороннего экспоненциального импульса** постоянной амплитуды $A = 25$ при постоянной величине параметра длительности $\tau_d = 2$. Параметр асимметрии принимает несколько значений $\lambda = \tau_{\text{rise}} / \tau_{\text{duration}} = (0.001, 0.01, 0.1, 0.5)$. Результат МК-симуляции представлен на рис. 2а,б в виде зависимости $\langle \text{PDS} \rangle$ и $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^2$ от частоты для разных значений параметра асимметрии λ .

Загиб вверх хвоста PDS на высоких частотах — следствие эффекта просачивания мощности (leakage) из следующего, соседнего, периода спектра PDS; т.е. появления высокочастотных составляющих, которых не было в исходном сигнале из-за ограничения длительности массива

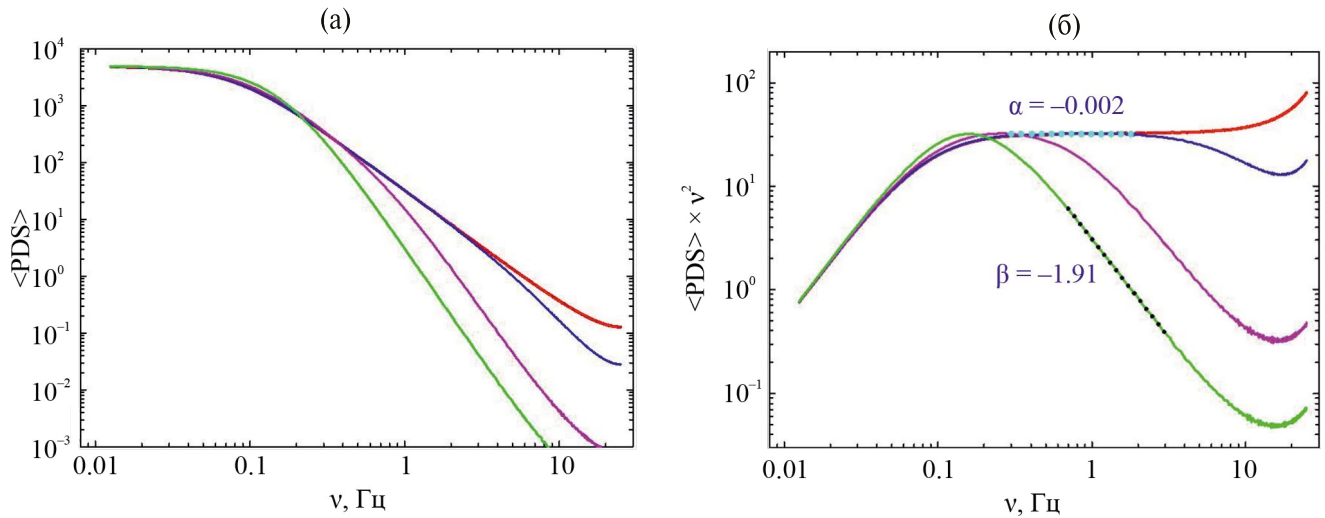


Рис. 2. Зависимость $\langle \text{PDS} \rangle$ и $\langle \text{PDS} \rangle \times v^2$ от частоты для разных значений параметра асимметрии. Кривые для разных величин ($\lambda = 0.001, 0.01, 0.1, 0.5$) — красная, синяя, фиолетовая, зелёная кривая соответственно (сверху вниз по правому краю), для двухсторонних экспоненциальных импульсов постоянной амплитуды и постоянной длительности $\tau_d = 2$. На рис. 2б точками на кривых показаны участки аппроксимации, которым соответствуют (в шкале $\text{PDS} \times v^2$) индексы наклона $\alpha = -0.02$ и $\beta = -1.91$.

данных прямоугольным окном. На эту особенность в спектрах $\langle \text{PDS} \rangle$ не следует обращать внимание здесь и далее.

Можно видеть, что, в соответствии с формулами (17), (18) средний спектр мощности [1–3] имеет предсказанную форму $\langle \text{PDS} \rangle \sim [1 + (v/v_1)^2]^{-1} \times [1 + (v/v_2)^2]^{-1}$, где две частоты v_1 и v_2 определяют положение изломов спектра $v_1 = (2\pi \tau_d)^{-1} \cdot (1 - \lambda)^{-1}$, $v_2 = (2\pi \tau_d)^{-1} \cdot \lambda^{-1}$.

Причем, первый участок PDS плоский, т.е. имеет индекс наклона, приблизительно равный 0; второй участок имеет индекс наклона, равный примерно -2 ; третий участок имеет наклон приблизительно -4 .

При $0.5 > \lambda \geq 0.1$ выделить оба излома становится трудно, они сливаются в один перегиб на низкой частоте. Только один низкочастотный излом может наблюдаться и при $\lambda \ll 1$.

Положение изломов на графиках зависимости $\langle \text{PDS} \rangle$ от частоты, как следует из формул (17)–(20), определяется величиной параметра асимметрии λ и величиной параметра длительности τ_d .

Если $\tau_{\text{decay}} > \tau_{\text{rise}}$, или $\lambda < 0.5$, положение низкочастотного излома v_1 определяется длительностью «хвоста» импульса, а положение высокочастотного излома v_2 — длительностью «фронта» импульса.

Влияние распределения амплитуды на форму $\langle \text{PDS} \rangle$

Хотя в работе [1] показано, что $\langle \text{PDS} \rangle$ не зависит от распределения амплитуды, тем не менее, имея в виду найденную в работах [4–7] зависимость индекса наклона $\langle \text{PDS} \rangle$ от яркости группы GRB, с помощью МК-симуляции проверим, имеется ли зависимость $\langle \text{PDS} \rangle$ от распределения амплитуды.

Рассмотрим результаты МК-симуляции одного двухстороннего экспоненциального импульса для различных распределений амплитуды при постоянных значениях параметров τ_d и λ .

Если амплитуда имеет «нормальное» распределение $A \sim N(\mu_A, \sigma_A^2)$ с постоянным средним ($\mu_A = 25$) и стандартным отклонением ($\sigma_A = 0, 2.5, 5, 10, 20$) то, как видно из рис. 3, форма среднего спектра мощности PDS не изменяется, при постоянных ($\tau_d = 2$), ($\lambda = 0.01$). При большой величине $\sigma_A = 20$ форма $\langle \text{PDS} \rangle$ также не изменяется, но увеличивается величина $\langle \text{PDS} \rangle$.

На рис. 4 представлены средние спектры мощности для равномерного и лог-нормального распределений амплитуды, при постоянных величинах параметра асимметрии ($\lambda = 0.02$) и длительности ($\tau_d = 10$).

Если амплитуда имеет равномерное распределение, то форма среднего спектра мощности $\langle \text{PDS} \rangle$, как видно из рис. 4, почти не изменяется и практически совпадает со спектром $\langle \text{PDS} \rangle$

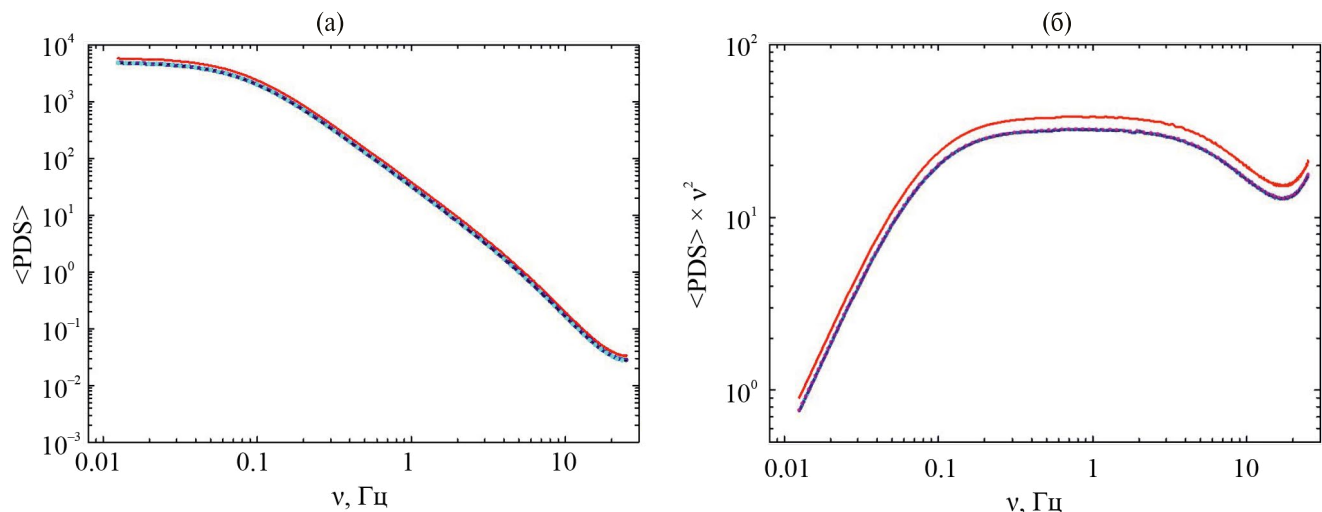


Рис. 3. Зависимость $\langle \text{PDS} \rangle$ и $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^2$ от частоты для разных значений величины стандартного отклонения амплитуды ($\sigma_A = 0, 2.5, 5, 10$ и 20), распределённой по нормальному закону $N(A, \sigma_A^2)$ для среднего $A = 25$, при постоянных величинах параметра асимметрии ($\lambda = 0.01$) и длительности ($\tau_d = 2$). Для значений величины стандартного отклонения амплитуды ($\sigma_A = 0, 2.5, 5, 10$) четыре кривых сливаются в одну.

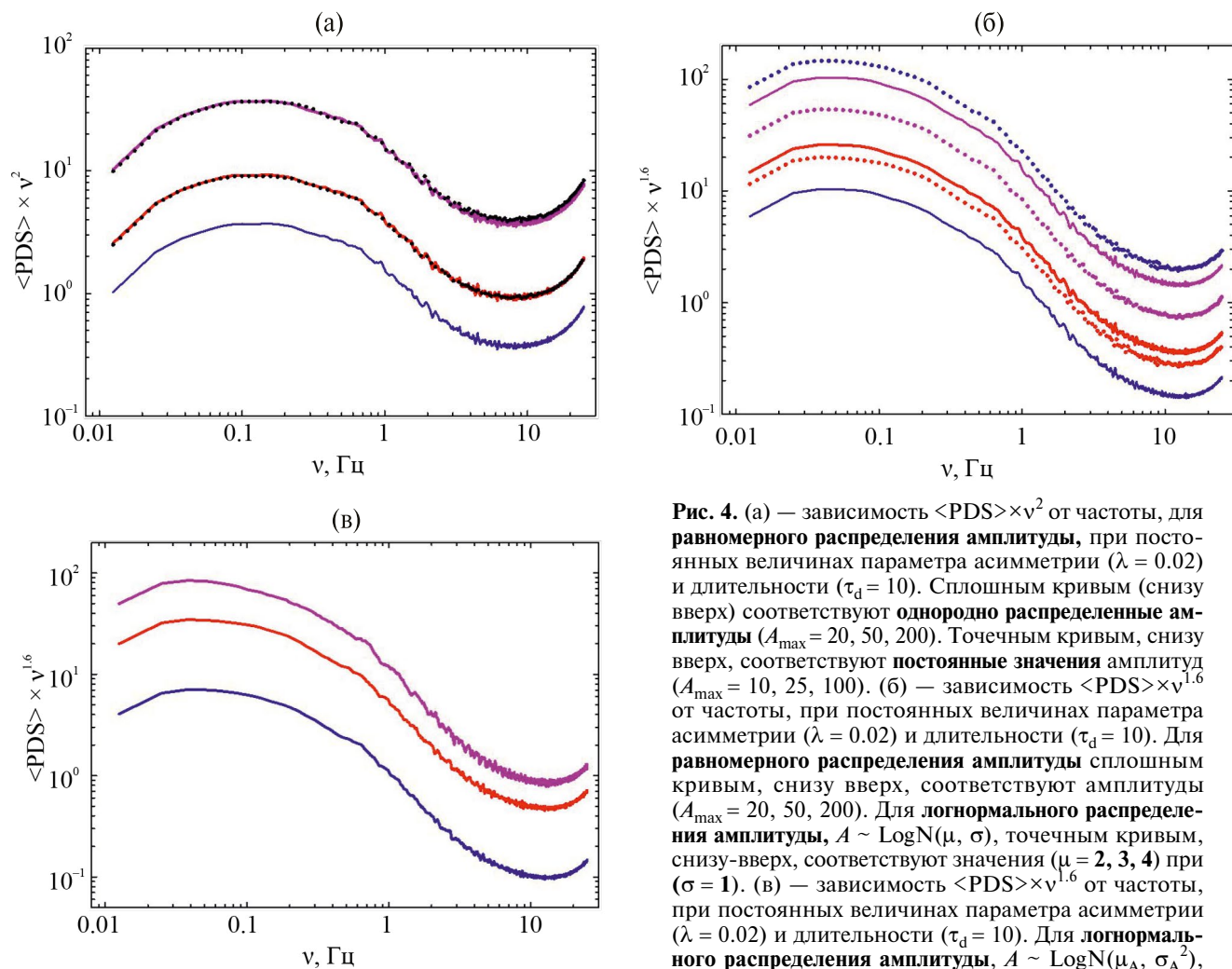


Рис. 4. (а) — зависимость $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^2$ от частоты, для равномерного распределения амплитуды, при постоянных величинах параметра асимметрии ($\lambda = 0.02$) и длительности ($\tau_d = 10$). Сплошным кривым (снизу вверх) соответствуют однородно распределённые амплитуды ($A_{\max} = 20, 50, 200$). Точечным кривым, снизу вверх, соответствуют постоянные значения амплитуд ($A_{\max} = 10, 25, 100$). (б) — зависимость $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^{1.6}$ от частоты, при постоянных величинах параметра асимметрии ($\lambda = 0.02$) и длительности ($\tau_d = 10$). Для равномерного распределения амплитуды сплошным кривым, снизу вверх, соответствуют амплитуды ($A_{\max} = 20, 50, 200$). Для логнормального распределения амплитуды, $A \sim \text{LogN}(\mu, \sigma)$, точечным кривым, снизу-вверх, соответствуют значения ($\mu = 2, 3, 4$) при ($\sigma = 1$). (в) — зависимость $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^{1.6}$ от частоты, при постоянных величинах параметра асимметрии ($\lambda = 0.02$) и длительности ($\tau_d = 10$). Для логнормального распределения амплитуды, $A \sim \text{LogN}(\mu_A, \sigma_A^2)$, сплошным кривым, снизу вверх, соответствуют значения $(\mu_A, \sigma_A) = (1.5, 0.5), (2.3, 1.2), (3.2, 1.6)$.

для постоянной амплитуды (на рис. 4а трудно различить сплошные и точечные кривые).

Если амплитуда имеет логнормальное распределение $A \sim \text{LogN}(\mu_A, \sigma_A^2)$, с плотностью вероятности $f_A(x) = (x\sigma(2\pi)^{1/2})^{-1} \exp[-(\ln x - \mu)^2/(2\sigma^2)]$, то при $(\sigma_A = 1)$ форма среднего спектра мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ также не изменяется и совпадает с формой $\langle \text{PDS} \rangle$ для равномерного распределения амплитуды.

Если амплитуда имеет логнормальное распределение $A \sim \text{LogN}(\mu_A, \sigma_A^2)$ и оба параметра (μ_A, σ_A^2) переменные, тогда, как можно видеть на рис. 4в, форма $\langle \text{PDS} \rangle$ также не изменяется.

Таким образом, в соответствии с теорией [1–3], ни величина амплитуды, ни закон распределения амплитуды практически не влияют на форму $\langle \text{PDS} \rangle$.

Это не соответствует найденной в работах [4–7] зависимости наклона $\langle \text{PDS} \rangle$ от яркости выделенной группы GRB. Но, может быть, изменение яркости приводит к изменению каких-то других параметров? Возможно, эта зависимость обусловлена не величиной «яркости» (амплитуды), а связана с изменением формы импульсов и величины перемежаемости (наложения импульсов) при изменении наблюдаемой яркости GRB.

Вспомним, (например рис. 1 в работе [5]), что яркие GRB, как правило, имеют многопиковую структуру с большой долей перекрывающихся импульсов, а, наложение импульсов приводит к изменению их формы.

В соответствии с формулой (10), $\langle \text{PDS} \rangle$ зависит от p_ϕ , спектра мощности импульса, и от P_τ — плотности функции распределения длительности импульсов.

Влияние перемежаемости на форму $\langle \text{PDS} \rangle$

Величина перемежаемости, определяемая как отношение средней длительности импульса к среднему времени между импульсами ($\gamma = \tau_d/\tau_w$), характеризует перекрытие (наложение) соседних импульсов. На рис. 5 для иллюстрации показан временной профиль десяти ($N_p = 10$), однородно распределенных на временной шкале, двухсторонних экспоненциальных импульсов, с параметром длительности, имеющим однородное распределение с максимальной длительностью ($\tau_{d_max} = 10$); при постоянной амплитуде $A = 25$ и параметре асимметрии $\lambda = 0.02$. В этом случае величина перемежаемости равна $\gamma = 0.625$.

На следующем рис. 6 представлен график зависимости $\langle \text{PDS} \rangle \times v^2$ двухсторонних экспоненциальных импульсов от частоты (при

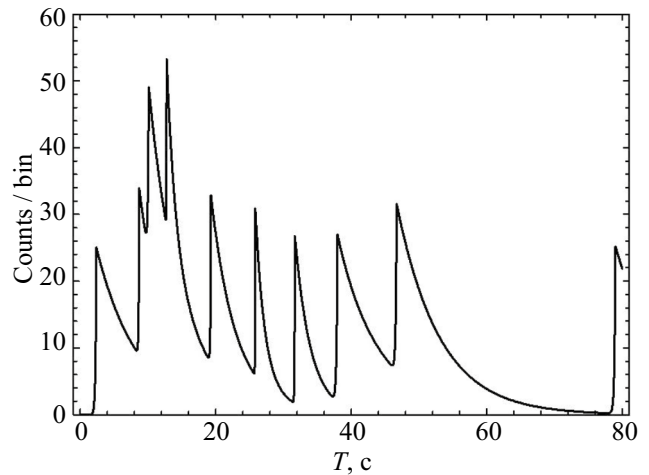


Рис. 5. Интенсивность двухсторонних экспоненциальных импульсов, с однородным распределением на временной шкале, для средней величины перемежаемости $\gamma = 0.625$ (количество импульсов, случайно распределенных на массиве, $N_p = 10$), равномерно распределенной длительности $\tau_{d_max} = 10$, постоянной амплитуде $A = 25$ и параметре асимметрии $\lambda = 0.02$.

постоянной амплитуде $A = 25$ и параметре асимметрии $\lambda = 0.02$) для трех значений постоянной длительности ($\tau_d = 5, 10, 20$) и двух значений количества импульсов ($N_p = 1$ или 10) (сверху вниз, попарно). Сплошным кривым соответствует

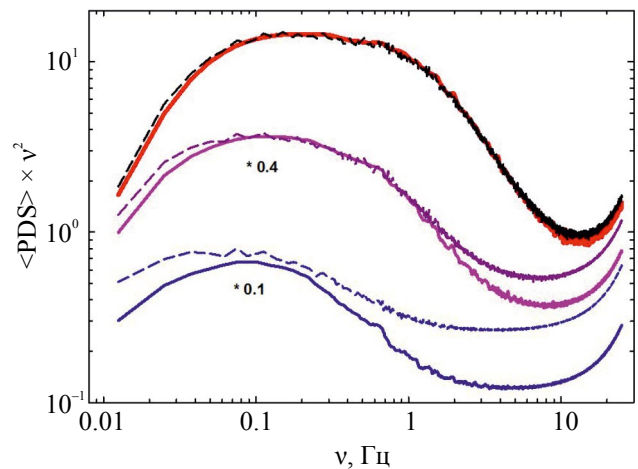


Рис. 6. Графики зависимости $\langle \text{PDS} \rangle \times v^2$ двухсторонних экспоненциальных импульсов от частоты, при постоянной длительности ($\tau_d = 5, 10, 20$) и постоянной амплитуде импульсов, соответствуют значениям перемежаемости $\gamma = \tau_d/\tau_w = (0.0625, 0.125, 0.25)$ или $(0.625, 1.25, 2.5)$ (сверху вниз) для количества импульсов ($N_p = 1$ или 10), равномерно случайно распределенных на массиве длиной $T_L = 80$ секунд. Среднее время между импульсами $\tau_w = T_L/N_p$. Среднее $\langle \text{PDS} \rangle \times v^2$ для ($\tau_d = 10, 20$) умножены соответственно на 0.4 и 0.1. Сплошные кривые соответствуют $N_p = 1$, а пунктирные кривые $N_p = 10$.

($N_p = 1$), а пунктирным ($N_p = 10$). Импульсы равномерно случайно распределены на массиве длиной $T_L = 80$ с. Среднее время между импульсами для ($N_p = 1$ или 10), соответственно, ($\tau_w = T_L/N_p = 80$ или 8). Тогда для $N_p = 1$ получаем величины перемежаемости $\gamma = \tau_d/\tau_w = (0.0625, 0.125, 0.25)$, а для $N_p = 10$ величины перемежаемости $\gamma = (0.625, 1.25, 2.5)$. На рис. 6, для лучшего представления, средние $\langle PDS \rangle \times v^2$ для ($\tau_d = 10, 20$) умножены, соответственно, на 0.4 и 0.1.

При малых величинах перемежаемости ($\gamma \ll 1$) (верхняя пара кривых) перекрытие импульсов происходит редко и PDS практически не зависит от γ , но при ($\gamma \approx 1$) форма $\langle PDS \rangle$ существенно изменяется (рис. 6). Причина изменения очевидна — это результат **изменения формы импульсов вследствие наложения соседних импульсов**.

Влияние распределения длительности импульсов на форму $\langle PDS \rangle$

Нормальное распределение длительности двухсторонних экспоненциальных импульсов. Рассмотрим, как зависит $\langle PDS \rangle$ от стандартного отклонения нормально распределенной длительности двухсторонних экспоненциальных импульсов с параметром асимметрии $\lambda = 0.01$, при $N_p = 1$.

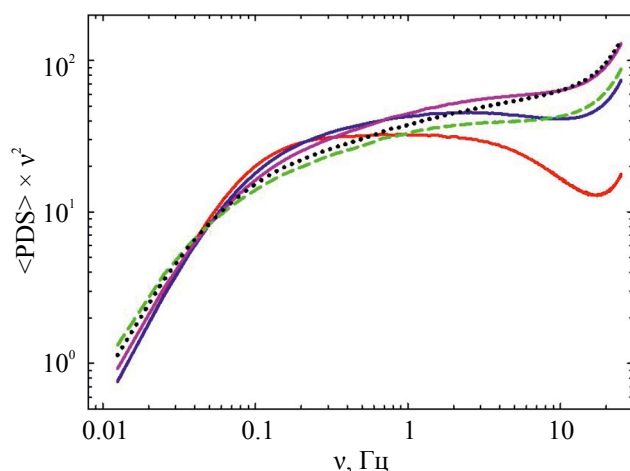


Рис. 7. Зависимость $\langle PDS \rangle \times v^2$ от частоты для разных значений величины стандартного отклонения длительности ($\tau_d = 2, \sigma_d = 0, 1, 2, 3, 4$), распределённой по нормальному закону, при постоянных величинах параметра асимметрии ($\lambda = 0.01$) и амплитуды ($A = 25$). Форма $\langle PDS \rangle$ изменяется сначала монотонно ($\sigma_d = 0, 1, 2$) — красная, синяя, фиолетовая кривые (снизу вверх), затем — немонотонно ($\sigma_d = 3, 4$) — черная точечная, зеленая пунктирная кривые.

Если длительность имеет нормальное распределение $\tau_d \sim N(\mu_d, \sigma_d^2)$ с постоянным средним ($\mu_d = 2$), то, как видно на рис. 7, для нескольких значений стандартного отклонения ($\sigma_d = 0, 1, 2, 3, 4$), форма (наклон второго участка $\langle PDS \rangle$) среднего спектра мощности $\langle PDS \rangle$ изменяется. Причем, сначала монотонно (для $\sigma_d = 0, 1, 2$), затем — немонотонно (для $\sigma_d = 3, 4$). Наименьший наклон для второго участка $\langle PDS \rangle$ равен ~ 1.7 (точечная кривая).

Рассмотрим два примера с широким распределением длительности импульсов: равномерное и логнормальное.

Равномерное распределение длительности τ_d двухсторонних экспоненциальных импульсов (при $N_p = 1$). Распределение длительности импульсов получается умножением заданной величины длительности τ_{d_max} на равномерно распределенную случайную величину ξ ($0.02 < \xi < 1$).

На рис. 8 приведены графики средних спектров мощности $\langle PDS \rangle$ в нормировке Leahy [14] для нескольких значений $\tau_{d_max} = 0.1, 1.0, 10, 100$ при $\lambda = 0.02$ и амплитуде $A = 25$.

Можно видеть (рис. 8), что положение изломов на графиках $\langle PDS \rangle$ ($v_1 = (2\pi \tau_d)^{-1} \cdot (1 - \lambda)^{-1}$) и ($v_2 = (2\pi \tau_d)^{-1} \cdot \lambda^{-1}$), где $\tau_d = \tau_{d_max}/2$ — средняя длительность, соответствует теории [1–3]. При больших значениях τ_d оба излома находятся в низкочастотной части спектра и сливаются в один изгиб. Форма $\langle PDS \rangle$, в соответствии с формулой (10), зависит от функции распределения длительности импульсов и существенно изменяется при изменении τ_{d_max} . Индекс α наклона второго участка $\langle PDS \rangle$ уменьшается при уменьшении τ_d .

Логнормальное распределение длительности импульсов. Теперь рассмотрим лог-нормальное распределение для двух типов формы импульсов: двухсторонней экспоненциальной формы и “Norris”-формы [10], предложенной для описания средней формы GRB.

Форма “Norris”-импульса определяется функцией $I(t) = A \cdot \eta \cdot \exp(-\tau_1/t - t/\tau_2)$, где $\eta = \exp(2k)$ — нормировочный множитель; $k = \sqrt{(\tau_1/\tau_2)}$; A — амплитуда; $t > 0$. Пик импульса достигается при $t_{peak} = \sqrt{(\tau_1 \tau_2)}$.

При МК-симуляции для Norris-импульса использовался параметр асимметрии в виде $\lambda = \tau_1/(\tau_1 + \tau_2)$.

Длительность импульсов имеет логнормальное распределение $\tau_d \sim \text{LogN}(\mu_d, \sigma_d^2)$, с

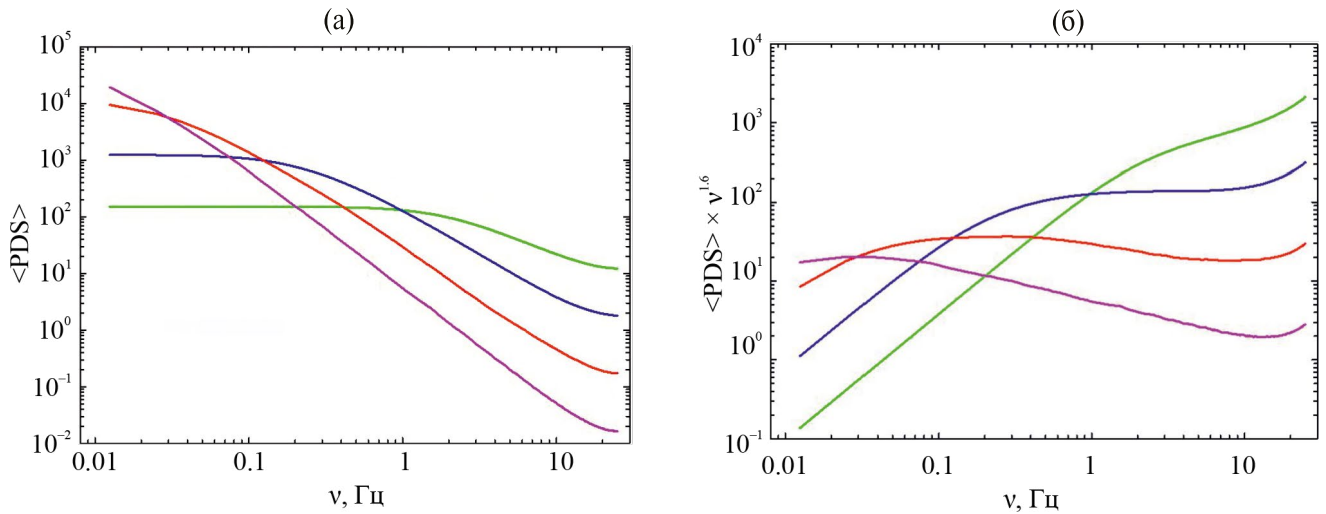


Рис. 8. Зависимость $\langle \text{PDS} \rangle$ (а) и $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^{1.6}$ (б) от частоты для нескольких значений **равномерно распределенного параметра** $\tau_{d,\max} = 0.1, 1.0, 10, 100$ (сверху вниз по правому краю), при постоянных $\lambda = 0.02$ и амплитуде $A = 25$, двухсторонних экспоненциальных импульсов.

плотностью вероятности $f_{\tau}(x) = (x\sigma(2\pi)^{1/2})^{-1} \exp[-(\ln x - \mu)^2 / (2\sigma^2)]$.

На рис. 9 приведены средние спектры мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ для двух типов формы импульсов — двухсторонней экспоненциальной формы (пунктирные кривые) и “Norris”-формы [10] (сплошные кривые), с логнормальным распределением длительности импульсов, при $N_p = 1$, $A = 25$, $\lambda = 0.02$, $\mu_d = 1$, ($\sigma_d = 0.5, 1.0, 1.5$).

Можно видеть, что (при логнормальном распределении длительности) $\langle \text{PDS} \rangle$ для обеих форм импульсов имеют более плавные изломы

при больших величинах σ_d , причем первый излом смещается к высоким частотам. Наклон третьего участка $\langle \text{PDS} \rangle$ для импульсов с “Norris”-формой больше, чем для импульсов двухсторонней экспоненциальной формы.

Посмотрим (рис. 10), как влияет **изменение параметра** μ_d (импульсов, имеющих двухстороннюю экспоненциальную форму) на форму $\langle \text{PDS} \rangle$.

Можно видеть (рис. 10), что при **больших значениях** μ_d первый излом $\langle \text{PDS} \rangle$ смещается к

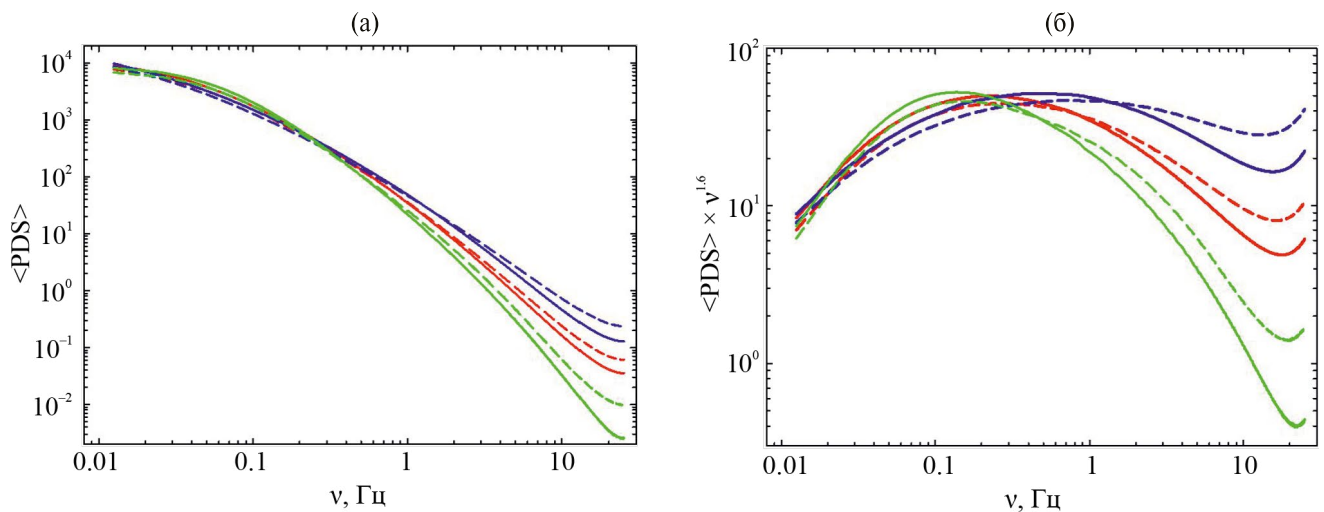


Рис. 9. Зависимость $\langle \text{PDS} \rangle$ (а) и $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^{1.6}$ (б) от частоты для **логнормального распределения длительности** $\tau_d \sim \text{LogN}(\mu_d, \sigma_d^2)$ импульсов, имеющих двухстороннюю экспоненциальную форму (пунктирные кривые) и “Norris”-форму [10, 11] (сплошные кривые), с параметрами логнормального распределения $\mu_d = 1$; $\sigma_d = 0.5, 1.0, 1.5$ (снизу вверх по правому краю рисунка), при постоянных $\lambda = 0.02$ и амплитуде $A = 25$.

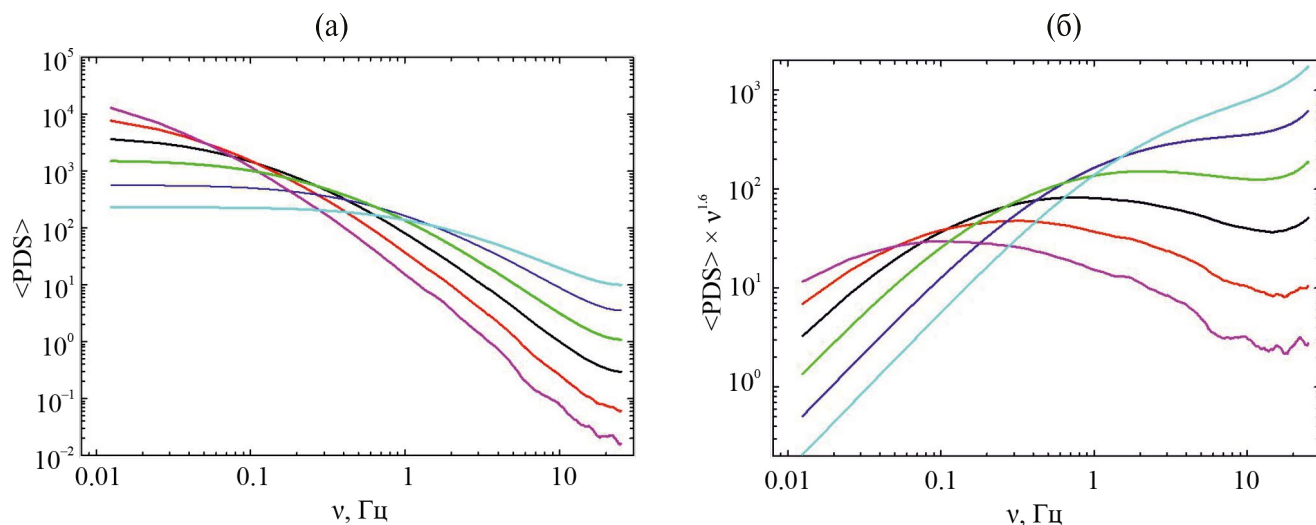


Рис. 10. Зависимость $\langle \text{PDS} \rangle$ (а) и $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^{1.6}$ (б) от частоты для логнормального распределения длительности $\tau_d \sim \text{LogN}(\mu_d, \sigma_d^2)$ импульсов, имеющих двухстороннюю экспоненциальную форму, с параметрами логнормального распределения $\mu_d = -3, -2, -1, 0, 1, 2$ (сверху вниз по правому краю рисунка); $\sigma_d = 1$; при постоянных $\lambda = 0.02$ и амплитуде $A = 25$.

низким частотам, наклон второго участка $\langle \text{PDS} \rangle$ увеличивается.

Следовательно, при логнормальном распределении длительности, **на положение изломов $\langle \text{PDS} \rangle$ влияют оба параметра логнормального распределения (μ_d и σ_d^2).**

Только для однородного распределения длительности в работе [1] получено аналитическое выражение для $\langle \text{PDS} \rangle$. Для логнормального распределения длительности аналитическое выражение для $\langle \text{PDS} \rangle$ в работах [1–3] не приводится.

В случае однородного распределения длительности импульсов эффективное $\tau_d = \tau_{d_max}/2$. В случае логнормального распределения длительности, естественно предположить, что **эффективное τ_d пропорционально величине, соответствующей максимуму распределения, т.е. величине моды распределения длительности $\text{Mode}(f_\tau(x)) = \exp(\mu_d - \sigma_d^2)$.**

Для описания формы распределения PDS в случае Лоренциан-подобных распределений **можно предложить более общую формулу**

$$\langle \text{PDS} \rangle \sim [1 + (\nu/\nu_1)^{\delta_1}]^{-1} \times [1 + (\nu/\nu_2)^{\delta_2}]^{-1}, \quad (21)$$

где наклоны второго и третьего участков PDS определяются индексами (δ_1 и δ_2), а частоты изломов (ν_1 и ν_2) по-прежнему определяются формулами (19) и (20).

На рис. 11в приводится аппроксимация по формуле (27) $\langle \text{PDS} \rangle$, полученного МК-симуляцией импульсов, имеющих “Norris”-форму, при постоянных $\lambda = 0.02$ и $A = 25$, с логнормальным

распределением длительности $\tau_d \sim \text{LogN}(\mu_d, \sigma_d^2)$, с параметрами $\mu_1 = 2.5$, $\sigma_1 = 2$.

Подводя промежуточный итог МК-симуляций отметим, что **амплитуда импульсов и ее распределение практически не влияет на форму $\langle \text{PDS} \rangle$, в то время как форма импульсов и распределение длительности оказывают такое влияние.** Кроме того, отметим, что **при больших величинах перемежаемости ($\gamma \approx 1$) изменяется форма импульсов, (что приводит к изменению формы $\langle \text{PDS} \rangle$), а также изменяется эффективная длительность, (что приводит к изменению положения изломов в $\langle \text{PDS} \rangle$).**

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ $\langle \text{PDS} \rangle$

Попытаемся сконструировать $\langle \text{PDS} \rangle$, подобный полученному в эксперименте среднему спектру мощности GRB (рис. 2 в статье [6]) с индексом наклона второго участка $\langle \text{PDS} \rangle$ $a \approx 1.6$ и индексом наклона третьего участка $b \geq 2$. Известно, что распределение параметров T_{90} и T_{50} хорошо описывается логнормальным распределением. Естественно ожидать, что и распределение эффективной длительности отдельных импульсов GRB имеет подобное распределение. При этом нужно помнить, что GRB часто имеют многопиковую структуру [10].

Следовательно, реальная средняя длительность и форма импульсов, из которых состоит GRB, существенно меньше полной длительности

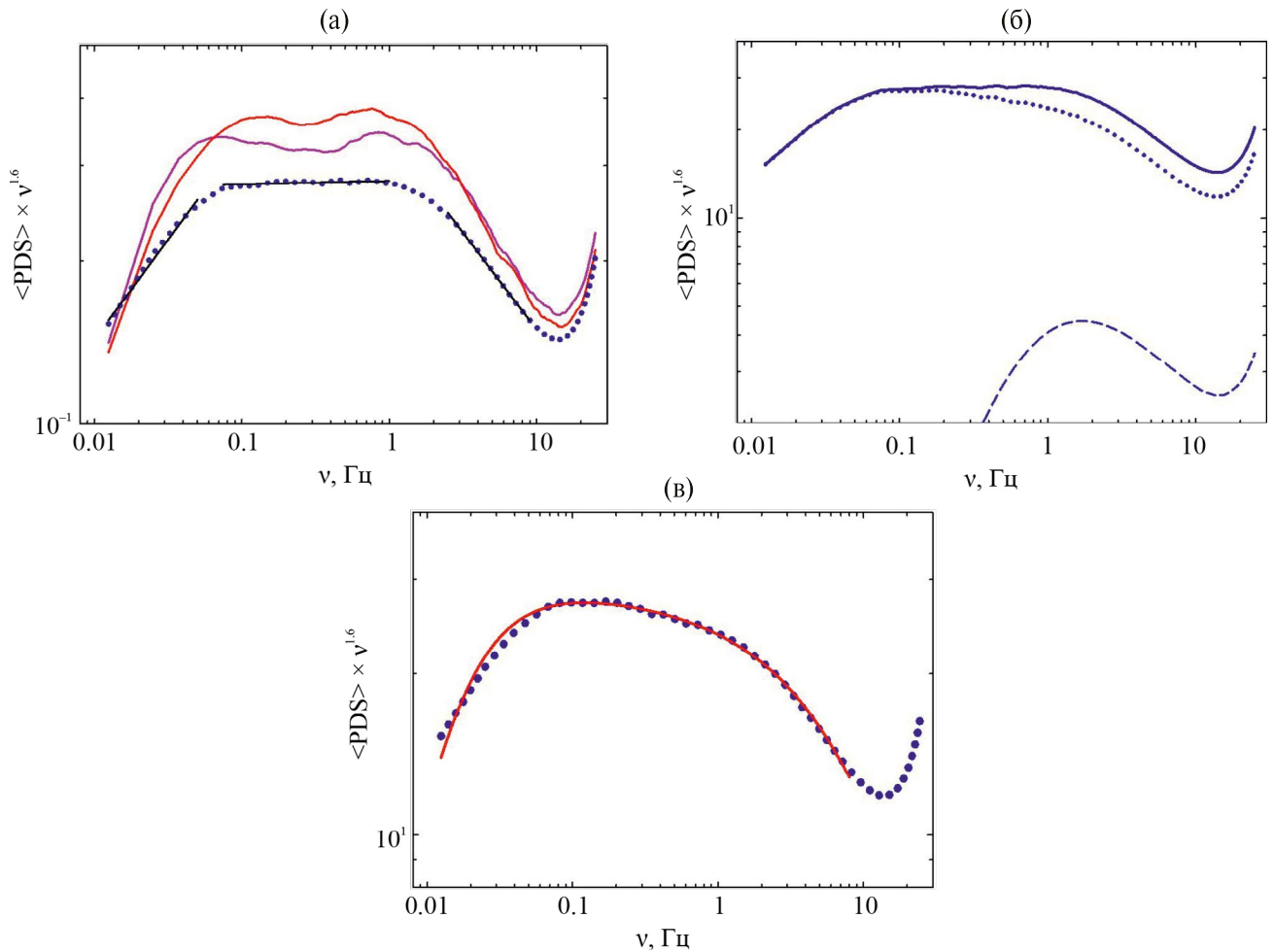


Рис. 11. Зависимость $\langle \text{PDS} \rangle \times \nu^{1.6}$ от частоты для логнормального распределения длительности $\tau_d \sim \text{LogN}(\mu_d, \sigma_d^2)$ импульсов, имеющих “Norris”-форму, при постоянных $\lambda = 0.02$ и $A = 25$. $\langle \text{PDS} \rangle$ представлен в виде суммы $\langle \text{PDS} \rangle = \langle \text{PDS} \rangle(\mu_1, \sigma_1) + \epsilon \times \langle \text{PDS} \rangle(\mu_2, \sigma_2)$, где (μ_j, σ_j) параметры лог-нормальных распределений импульсов $\tau_d \sim \text{LogN}(\mu_d, \sigma_d^2)$, ($j = 1, 2$), ϵ — малая константа. (а) — красной кривой соответствуют параметры $(\mu_1 = 2, \sigma_1 = 1)$, $(\mu_2 = -1.5, \sigma_2 = 0.5)$, $\epsilon = 0.1$; фиолетовой кривой — $(\mu_1 = 2, \sigma_1 = 0.5)$, $(\mu_2 = -1.5, \sigma_2 = 0.5)$, $\epsilon = 0.11$; синей точечной кривой — $(\mu_1 = 2.5, \sigma_1 = 2)$, $(\mu_2 = -1.5, \sigma_2 = 0.5)$, $\epsilon = 0.02$. Три прямых, наложенных на точечную кривую, участки степенной аппроксимации с индексами наклона $(1.6 - 0.37, 1.6 - 0.006, 1.6 + 0.36)$ (слева направо). (б) — отдельно показаны компоненты синей точечной кривой из рис. 11а. Здесь сплошная синяя кривая соответствует синей точечной кривой из рис. 11а; точечная кривая — $\langle \text{PDS} \rangle$ с параметрами $(\mu_1 = 2.5, \sigma_1 = 2)$, пунктирная кривая $0.02 \times \langle \text{PDS} \rangle(\mu_2 = -1.5, \sigma_2 = 0.5)$; (в) — точечная кривая из рис. 11б соответствует $\langle \text{PDS} \rangle$ $(\mu_1 = 2.5, \sigma_1 = 2)$ только «длинных импульсов». Сплошная линия — аппроксимация по формуле (21).

GRB, и параметры логнормального распределения длительности импульсов могут значительно отличаться от параметров распределений T_{90} и T_{50} .

Оказалось, что получить один PDS с двумя изломами на нужных частотах и с индексом наклона между изломами ≤ 1.6 трудно. Поэтому, для объяснения формы $\langle \text{PDS} \rangle$, полученной в нашей предыдущей работе [6], будет использован $\langle \text{PDS} \rangle$ в виде суммы двух $\langle \text{PDS} \rangle$ с разными параметрами и разными весами.

Напомним, что в работах [6, 7] исследовались средние спектры мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ временных профилей «длинных» GRB, длительностью

($T_{90} > 2$ с), полученных в эксперименте BATSE. А распределение GRB по величинам T_{90} двухпиковое, со слегка перекрывающимися логнормальными пиками. Следовательно, в исследованной выборке GRB [6, 7] могла присутствовать малая доля коротких GRB. В среднем спектре $\langle \text{PDS} \rangle$ были найдены два излома на частотах $\nu_1 \approx 0.07$ Гц и $\nu_2 \approx 1.0$ Гц. Индекс наклона $\langle \text{PDS} \rangle$ между изломами примерно равен 1.6.

Используем возможность наличия малой примеси коротких GRB в исследованной выборке для получения «нужной» (найденной в работе [6]) величины индекса наклона.

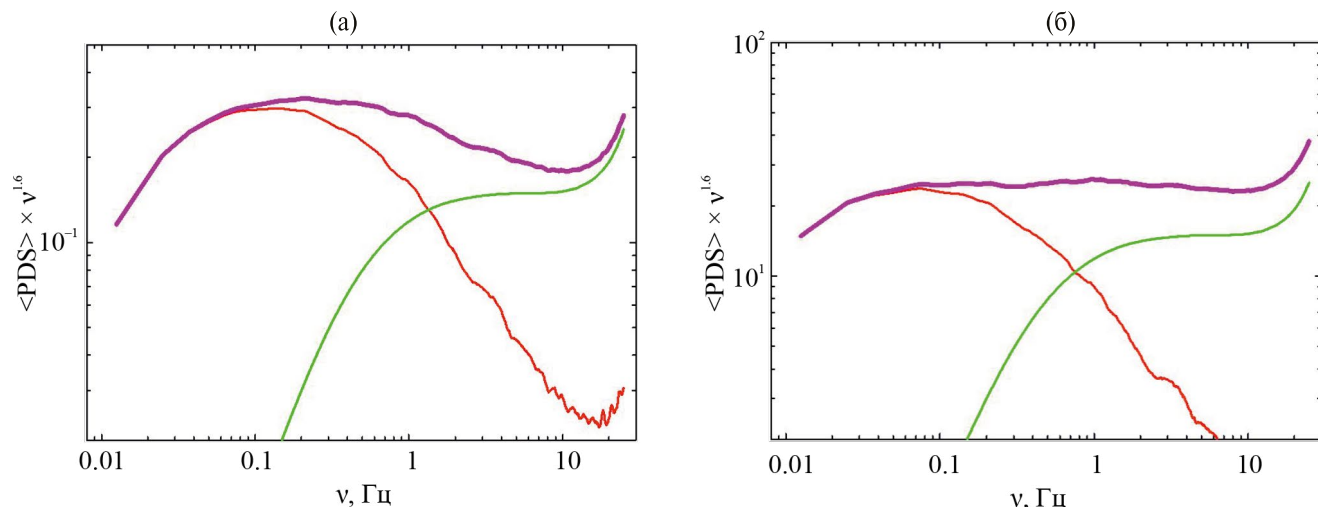


Рис. 12. График суммы двух средних спектров мощности $\langle \text{PDS} \rangle \times v^{1.6}$ для **равномерного распределения длительности** двухсторонних экспоненциальных импульсов. (а) соответствует $\langle \text{PDS} \rangle = \langle \text{PDS} \rangle(\tau_{d_max} = 16) + 0.07 \times \langle \text{PDS} \rangle(\tau_{d_max} = 0.5)$; (б) — $\langle \text{PDS} \rangle = \langle \text{PDS} \rangle(\tau_{d_max} = 32) + 0.1 \times \langle \text{PDS} \rangle(\tau_{d_max} = 0.5)$.

Т.е. представим $\langle \text{PDS} \rangle$ в виде суммы

$$\langle \text{PDS} \rangle = \langle \text{PDS} \rangle(\mu_1, \sigma_1) + \epsilon \times \langle \text{PDS} \rangle(\mu_2, \sigma_2), \quad (22)$$

где (μ_j, σ_j) — параметры логнормальных распределений длительности импульсов ($j = 1, 2$); ϵ — малая константа.

Была сделана попытка подобрать параметры двух компонент формулы (22) для описания формы $\langle \text{PDS} \rangle$ реальных GRB (рис. 2 в статье [6]).

На рис. 11 представлены графики средних спектров мощности $\langle \text{PDS} \rangle \times v^{1.6}$ МК-симуляции импульсов “Norris”-формы с параметром асимметрии $\lambda = 0.02$, и логнормальным распределением длительности $\tau_d \sim \text{LogN}(\mu_d, \sigma_d^2)$ двух компонент. Амплитуда $A = 25$, $N = 1$.

Можно видеть, что синяя кривая (рис. 11а,б), соответствующая сумме (22) «длинных импульсов» ($\mu_1 = 2.5$, $\sigma_1 = 2$) с примесью $\epsilon = 0.02$ «коротких импульсов» ($\mu_2 = -1.5$, $\sigma_1 = 0.5$) достаточно хорошо повторяет все особенности $\langle \text{PDS} \rangle$ реальных GRB (рис. 2 в статье [6]).

Если вместо логнормального распределения длительности импульсов использовать равномерное распределение, то, как видно на рис. 12, $\langle \text{PDS} \rangle$ становится более плавным, без резких изломов. В этом случае появляется возможность получения более протяженного по частоте квазистепенного участка $\langle \text{PDS} \rangle$ с индексом наклона ~ 1.6 .

На рис. 12 показаны графики для суммы двух средних $\langle \text{PDS} \rangle$ с равномерными распределениями длительности двухсторонних

экспоненциальных импульсов, (при $\lambda = 0.02$, $A = 25$), т.е. $\langle \text{PDS} \rangle = \langle \text{PDS} \rangle(\tau_{d_1}) + \epsilon \times \langle \text{PDS} \rangle(\tau_{d_2})$.

Подбирая соотношение двух средних $\langle \text{PDS} \rangle$ с разными длительностями (рис. 12б), можно получить квазистепенной спектр на протяжении более двух порядков величины по частоте.

ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей статье проведена МК-симуляция двухсторонних экспоненциальных импульсов и “Norris”-импульсов. Показано, что все основные свойства среднего спектра мощности $\langle \text{PDS} \rangle$ таких импульсов соответствуют теоретическим работам [1–3].

В $\langle \text{PDS} \rangle$ можно выделить три участка, причем первые два имеют форму, подобную Лоренц-функции. Если длительность постоянная, то (рис. 2) в соответствии с формулами (17)–(18) первый участок $\langle \text{PDS} \rangle$ имеет индекс наклона, равный ≈ 0 ; второй участок имеет индекс наклона, равный ≈ -2 ; третий участок имеет наклон ≈ -4 .

Положение двух изломов ν_1 и ν_2 в спектре $\langle \text{PDS} \rangle$ определяется величинами двух параметров импульса: длительностью τ_d и асимметрией λ , но может быть также выражено через длительность фронта импульса ($\tau_r \equiv \tau_{\text{rise}}$) и длительность спада импульса τ_{decay} .

В спектре $\langle \text{PDS} \rangle$ [1–3] положение «низкочастотного» излома (19) приходится на величину частоты $\nu_1 \approx (2\pi \tau_d)^{-1} \cdot (1-\lambda)^{-1} = (2\pi \tau_{\text{decay}})^{-1}$, т.е. определяется величиной времени спада импульса, а положение «высокочастотного» излома

(20) на частоту $\nu_2 \approx (\tau_d 2\pi)^{-1} \cdot \lambda^{-1} = (2\pi \tau_{\text{rise}})^{-1}$, т.е. определяется временем фронта импульса.

Наличие изломов в <PDS> обязательно. Но, если импульсы симметричные, два излома сливаются в один. **Весь спектр мощности <PDS> импульсов не может описываться одним степенным законом.**

Низкочастотный участок <PDS> вплоть до первого излома — это переходная область Лоренциан-функции от величины индекса наклона, равной нулю, до величины индекса наклона среднего участка <PDS>. Поэтому, величина индекса наклона первого участка <PDS> не существенна.

В случае «широких распределений» длительности (равномерного или логнормального) наклоны 2-го и 3-го участков <PDS> изменяются (становятся меньше).

Действительно, из теоретической формулы (10) [1] следует, что **<PDS> зависит от распределения длительности (P_τ) импульсов и формы ($p_\phi \sim$ <PDS> формы) импульсов.**

По теории [1] <PDS> не зависит от перемежаемости. Однако МК-симуляция показала, что форма <PDS> не зависит от перемежаемости только при малых величинах $\gamma < 1$. Наложение импульсов при $\gamma \geq 1$ приводит к изменению формы и длительности импульсов.

И теория [1–3] и МК-симуляции настоящей работы показывают, что форма <PDS> практически не зависит от амплитуды.

В работах [4–8] найдена зависимость формы <PDS> от амплитуды GRB, однако в публикациях [1–3] утверждается, что <PDS> не зависит от амплитуды, что подтверждает и проведенная МК-симуляция. Решение этого «противоречия» состоит в том, что, вследствие **корреляции между амплитудой** в пике импульса и **длительностью** импульса [15], найденная в работах [4–8] **зависимость формы <PDS> от амплитуды GRB**, на самом деле, является **проявлением зависимости формы <PDS> от длительности.**

Поскольку при больших энергиях импульсы уже (т.е. средняя длительность импульсов меньше), чем на меньших энергиях [10, 11], очевидно, что «зависимость наклона <PDS> от энергии» объясняется зависимостью наклона <PDS> от средней длительности импульсов.

Отсутствие в работе [8] высокочастотного излома около ~ 1 Гц можно также объяснить тем, что структура исследованных SWIFT BAT GRB состояла из импульсов, имеющих отношение

$(R = \tau_{\text{rise}}/\tau_{\text{decay}}) \sim (0.3–0.5)$ (или, соответственно, параметр асимметрии $\lambda \approx R/(1+R) \approx 0.2–0.3$). При таких величинах параметра асимметрии (рис. 2) оба излома попадают в низкочастотную область, в результате чего в <PDS> [8] вместо резкого излома появляется плавный перегиб в низкочастотной области.

Поскольку параметр асимметрии λ не зависит от величины z красного смещения GRB, когда <PDS> строится с учетом z , **только эффективная величина длительности τ_d импульсов влияет на изменение положения изломов** [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все основные свойства <PDS> теоретически выведенные в исследованиях [1–3] подтверждены посредством МК-симуляции временных рядов, состоящих из случайных импульсов. В общем случае форма <PDS> состоит из трех квазистепенных участков (с увеличивающимися индексами наклона), разделенных двумя изломами. Частоты изломов вычисляются по формулам (19)–(20). Распределение длительности импульсов и форма импульсов влияют на форму <PDS>. Распределение амплитуды импульсов практически не влияет на форму <PDS>.

Дополнительно показано, что широкие распределения длительности импульсов (логнормальное и равномерное) приводят к уменьшению индексов наклона второго и третьего квазистепенных участков <PDS>. Величина перемежаемости (при больших значениях $\gamma \sim > 1$) влияет на форму <PDS>.

Основываясь на теоретических работах [1–3] и МК-симуляциях настоящего исследования можно утверждать, что все особенности средних спектров мощности <PDS> GRB могут быть объяснены с помощью простой модели кривой блеска в виде суперпозиции некоррелированных случайных двухсторонних импульсов. Основные особенности <PDS> GRB определяются только такими характеристиками импульсов как параметр асимметрии, распределение длительности и форма импульсов.

Для объяснения свойств <PDS> кривых блеска GRB нет необходимости в привлечении гипотезы самоподобия спектров мощности или теории фракталов.

Настоящая статья не претендует на решение проблемы физического механизма, лежащего в основе работы «центральной машины» источника гамма-всплеска. Можно отметить хорошо

известные работы [29, 30], в которых вычисляется форма рентгеновского или гамма-импульса, образующегося при диффузионном распространении возмущения в плазменном диске [29] или при комптонизации в шаровой плазме [30]. В статье [29] показано, что в результате диффузионного распространения возмущений в дискообразной конфигурации и диффузионного распространения рентгеновских фотонов из внутренней части источника, появляется импульс, имеющий “FRED”-форму с быстрым нарастанием фронта и экспоненциальным убыванием. Такой импульс похож по форме на “Norris”-импульс. В статье [30] показано, в частности, если источник мгновенного возмущения находится в центре однородной шаровой плазмы [30], то формула для формы выходящего импульса имеет экспоненциальный множитель аналогичный множителю формы “Norris”-импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Garcia O.E., Theodorsen A.* Auto-correlation function and frequency spectrum due to a super-position of uncorrelated exponential pulses // *Physics of Plasmas*. 2017. V. 24. Iss. 3. Art.ID. 032309. DOI: 10.1063/1.4978955
2. *Theodorsen A., Garcia O.E., Kube R., et al.*, Relationship between frequency power spectra and intermittent, large-amplitude bursts in the Alcator C-Mod scrape-off layer // *Nucl. Fusion*. 2017. V. 57. Art.ID. 114004. DOI: 10.1088/1741-4326/aa7e4c
3. *Garcia O.E., Theodorsen A.* Skewed Lorentzian pulses and exponential frequency power spectra // *Physics of Plasmas*. 2018. V. 25. Iss. 1. Art.ID. 014503. DOI: 10.1063/1.5004811
4. *Beloborodov A.M., Stern B.E., Svensson R.* Self-similar temporal behavior of Gamma-Ray Bursts // *Astrophysical J.* 1998. V. 508. P. L25–L27. DOI: 10.1086/311710
5. *Beloborodov A.M., Stern B.E., Svensson R.* Power Density Spectra of Gamma Ray Bursts // *Astrophysical J.* 2000. V. 535. P. 158–166.
6. *Pozanenko A., Loznikov V.* Aperiodic properties of Gamma-Ray Bursts // *GAMMA-RAY BURSTS: 5-th Huntsville Symposium. AIP Conf. Proc.* 2000. V. 526. P. 220–224.
7. *Pozanenko A., Loznikov V.* High Frequencies in Power Spectrum of Gamma-Ray Bursts // *Lighthouses of the Universe: The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology: Proc. MPA/ESO/MPE/USM Joint Astronomy Conference. Garching, Germany, 6–10 August 2001. ESO ASTROPHYSICS SYMPOSIA. ISBN 3-540-43769-X / Ed. M. Gilfanov, R. Sunyaev, and E. Churazov. Springer-Verlag, 2002. Art.ID. 194.*
8. *Guidorzi C., Margutti R., Amati L. et al.* Average power density spectrum of Swift long gamma-ray bursts in the observer and in the source-rest frames // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2012. V. 422. P. 1785–1803.
9. *Guidorzi C.* Power-density spectrum of non-stationary short-lived light curves // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2011. V. 415. P. 3561–3570.
10. *Norris J.P., Bonnell J.T., Kazanas D. et al.* Long-Lag, Wide-Pulse Gamma-Ray Bursts // *Astrophysical J.* 2005. V. 627. Art.ID. 324.
11. *Norris J.P., Nemiroff R.J., Bonnell J.T. et al.* Attributes of Pulses in Long Bright Gamma-Ray Bursts // *Astrophysical J.* 1996. V. 459. Art.ID. 393.
12. *Norris J.P., Nemiroff R.J., Scargle J.D. et al.* Detection of signature consistent with cosmological time dilation in gamma-ray bursts // *Astrophysical J.* 1994. V. 424. Iss. 2. P. 540–545. DOI: 10.1086/173912
13. *Meegan C.A., Pendleton G.N., Briggs M.S. et al.* The Third BATSE Gamma-Ray Burst Catalog // *Astrophysical J. Suppl. Ser.* 1996. V. 106. P. 65–110.
14. *Leahy D.A., Darbro W., Elsner R.F. et al.* On searches for pulsed emission with application to four globular cluster X-ray sources — NGC 1851, 6441, 6624, and 6712 // *Astrophysical J.* 1983. V. 266. P. 160–170.
15. *Hakkila J., Giblin T.W., Norris J.P. et al.* Correlations between Lag, Luminosity, and Duration in Gamma-Ray Burst Pulses // *Astrophysical J.* 2008. V. 677. Iss. 2. DOI: 10.1086/588094
16. *Hakkila J., Preece R.D.* Unification of Pulses in Long and Short Gamma Ray Bursts: Evidence from Pulse Properties and their Correlations // *Astrophysical J.* 2011. V. 740. Art.ID. 104.
17. *Hakkila J., Preece R.D.* Gamma-Ray burst pulse shapes: evidence for embedded shock signatures? // *Astrophysical J.* 2014. V. 783. Art.ID. 88.
18. *Stern B.E.*, A Stretched Exponential Law for the Average Time History of Gamma-Ray Bursts and Their Time Dilations // *Astrophysical J.* 1996. V. 464. Art.ID. 111.
19. *Band D., Matteson J., Ford L. et al.*, BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity // *Astrophysical J.* 1993. V. 413. Art.ID. 281.
20. *Norris J.P., Davis S.P., Kouveliotou C. et al.* Deconvolution of pulse shapes in bright gamma-ray bursts // *AIP Conf. Proc.* 1993. V. 280. P. 959–963.
21. *Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мольков С.В. и др.* Каталог коротких Гамма-Транзиентов, зарегистрированных в эксперименте SPI INTEGRAL // *Письма в астрономический журнал*. 2014. Т. 40. № 5. С. 271–305.
22. *Mitrofanov I.G., Chernenko A.M., Pozanenko A.S. et al.* The average temporal profile of BATSE gamma ray-bursts: Comparison between strong and weak events // *AIP Conf. Proc.* 1994. V. 307. P. 187–191.

23. *Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Briggs M.S. et al.* Studies of the time-stretching of GRBs using the average curves of emissivity // AIP Conf. Proc. 1998. V. 428. P. 256–260.
24. *Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Briggs M.S. et al.* The time stretching of the average rise fronts and back slopes of different intensity groups of BATSE GRBs // AIP Conf. Proc. 1998. V. 428. P. 176–180.
25. *Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Ushakov D.A.* Direct Test of the Cosmological Model for Cosmic Gamma-Ray Bursts Based on Peak Alignment Averaging // Astrophysical J. 1997. V. 490. P. 509–516.
26. *Mitrofanov I.G., Chernenko A.M., Pozanenko A.S. et al.* The Average Intensity and Spectral Evolution of BATSE Cosmic Gamma-Ray Bursts // Astrophysical J. 1996. V. 459. Art.ID. 570.
27. *Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Briggs M.S. et al.*, Average Emissivity Curve of BATSE Gamma-Ray Bursts with Different Intensities // Astrophysical J. 1999. V. 523. P. 610–616.
28. *Hakkila J., Horváth I., Hofesmann E. et al.* Properties of Short Gamma-ray Burst Pulses from a BATSE TTE GRB Pulse Catalog // Astrophysical J. 2018. V. 855. Art.ID. 101. DOI: 10.3847/1538-4357/aaac2b
29. *Titarchuk L., Shaposhnikov N., Arefiev V.* Power Spectra of Black Holes and Neutron Stars as a probe of hydrodynamic structure of the source: Diffusion Theory and its application to Cygnus X-1 and Cygnus X-2 X-Ray observations // Astrophysical J. 2007. V. 660. Art.ID. 556.
30. *Sunyaev R.A., Titarchuk L.G.* Comptonization of X-rays in Plasma Clouds. Typical Radiation Spectra // Astron. Astrophys. 1980. V. 86. Art.ID. 121.

УДК 629.78,004.852

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ УПРАВЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ ОБУЧЕНИЯ С ПОДКРЕПЛЕНИЕМ

© 2024 г. М. Г. Широбоков

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

shirobokov@keldysh.ru

Поступила в редакцию 24.10.2023 г.

После доработки 30.10.2023 г.

Принята к публикации 03.11.2023 г.

В работе формулируется методика сведения общей задачи оптимального управления космическими аппаратами к задаче машинного обучения с подкреплением. Методика включает метод оценки качества алгоритма управления на основе неравенств теории вероятностей. Представлена авторская программная библиотека для сведения задач оптимального управления к обучению с подкреплением. Рассматривается два примера применения методики. Предлагаемая методика может представлять интерес также для построения управления общими механическими системами.

DOI: 10.31857/S0023420624050082, EDN: IGZREA

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одними из наиболее актуальных задач управляемого движения космическими аппаратами являются безопасная посадка на неровную поверхность небесного тела, поддержание движения космического аппарата в окрестности малого небесного тела с плохо изученным гравитационным полем, управление движением аппарата на малых высотах в окрестности малых небесных тел, управление угловым движением с ограничениями на управляющие воздействия, управление движением в быстро меняющихся внешних условиях, управление связанным орбитальным и угловым движением аппарата в сложных динамических средах, управление движением с целью понижения риска столкновения с опасными и маневрирующими космическими объектами. Фундаментальные проблемы построения управления в этих задачах связаны с нелинейностью правых частей уравнений движения, отсутствием или бедностью результатов анализа движения, отсутствием или высокой неточностью моделей движения, а также неопределенностью в движении аппарата или параметров моделей движения.

Среди методов построения оптимального управления можно условно выделить два класса. В **первый класс** входят методы, основанные на принципе максимума Понтрягина, теории устойчивости Ляпунова, теории Флоке и теории игр [1–3]. Эти методы можно назвать *локальными* или *тактическими*, так как строится некоторое номинальное управление и управление, стабилизирующее движение в окрестности номинальной траектории. Во **второй класс** входят методы, основанные на принципе оптимальности Беллмана и динамическом программировании [4–6]. Эти методы можно назвать *глобальными* или *стратегическими*, так как здесь управление ищется в виде отображения из состояния в управляющие воздействия, причем управление должно «вести себя хорошо» в широком диапазоне значений аргумента.

В последнее время активно развивается и привлекает внимание исследователей раздел приближенного динамического программирования, называемый *машинным обучением с подкреплением* [7–9]. В обучении с подкреплением управление динамическими системами интерпретируется как взаимодействие агента с

внешней средой, от которой агент за свои действия получает вознаграждения и стремится максимизировать суммарные вознаграждения. В механике космического полета средой может являться космический аппарат, агентом — управляющее программное обеспечение на аппарате, вознаграждением могут быть точность прилета в заданную область пространства и экономия топлива. Функция управления (отображение из состояния аппарата в управляющие воздействия) параметризуется, параметры ищутся так, чтобы удовлетворялось уравнение оптимальности Беллмана и / или вознаграждение, полученное агентом за весь полет, было максимальным в среднем по возможным начальным условиям старта. Результатом обучения является функция управления, которая способна направлять аппарат в заданную точку пространства. Эта функция может быть загружена на борт космического аппарата и может управлять им во время реального полета на основе состояния аппарата или оценок состояния аппарата.

Математически строгая и основанная на ляпуновском подходе теория обучения с подкреплением для построения управления изложена в монографии [9]. В частности, там описываются методы построения функции оптимального управления для классических вариантов функционалов — интегралов от квадратичной функции управления и невязок по состоянию. Формулируются теоремы о сходимости параметрически заданной функции управления к оптимальной. Методы излагаются для случая непрерывных динамических систем. Изложенная там теория имеет свои недостатки:

1. Делаются существенные предположения о динамике, функции управления и функции Беллмана, например условие богатства входного сигнала (постоянства возбуждения, *persistence of excitation*). Эти условия зачастую не удается доказать или проверить, а их невыполнение сказывается на сходимости к оптимальной функции управления.

2. Рассматриваются только функции вознаграждения, квадратичные относительно управления и положительно определенные относительно вектора невязки. Требуется обратимость матрицы квадратичной формы относительно управления.

3. В формулах коррекции параметров приближенной функции управления и функции Беллмана используются правые части уравнений движения.

4. Теория, построенная в монографии, касается непрерывных динамических систем. Для дискретных систем (например, в механике космического полета — случай движения с импульсами) необходимо проводить адаптацию этих методов.

Следует отметить, что существуют положительные примеры применения ляпуновского подхода к обучению нейросетевых моделей управления космическими аппаратами [10–13]. Эти примеры не относятся к обучению с подкреплением, но методы, изложенные в них, схожи с теми, что описываются в работе [9]. Ляпуновский подход к обучению нейросетевых моделей также известен в литературе под названиями *детерминированное обучение* [14] и *нейродинамическое программирование* [15].

В последние несколько лет область обучения с подкреплением пополнилась эффективными алгоритмами, зарекомендовавшими себя в разных областях, в том числе и в механике космического полета (см. обзор литературы по теме в публикации [16] в разделе *Reinforcement learning*). Эти численные методы основываются на алгоритмах приближенного динамического программирования, методах оптимизации функций с большим числом параметров и теории частично наблюдаемых марковских процессов принятия решений. Преимуществом этих методов является существенное сокращение математических предположений и значительный охват возможных решаемых задач. Примеры их применения показывают, что стратегии управления, создаваемые этими методами, естественным образом способны адаптироваться к неизвестным параметрам аппарата и внешней среды [17–20].

Несмотря на наличие большого числа примеров применения современных методов обучения с подкреплением в задачах управления космическими аппаратами, литературе не хватает общей методики сведения задачи оптимального управления аппаратом к задаче обучения с подкреплением. Примеры применения методов обучения с подкреплением к конкретным задачам наполнены техническими деталями и решением локальных математических проблем. Вместе с тем обзор литературы дает понимание того, как могла бы выглядеть такая методика сведения одной задачи к другой в общем случае, причем так, чтобы известные примеры применения обучения с подкреплением стали частными случаями использования этой методики. Кроме того, техника решения задач оптимального управления методами обучения с подкреплением практически

не представлена в русскоязычной литературе. Презентация обоснованной общей методики помогла бы направить интерес к этой теме и помочь разрешить вопросы создания надежных регуляторов в задачах управления с нелинейными уравнениями движения, неаналитическими решениями и неопределенностью.

Методы обучения с подкреплением, о которых далее пойдет речь, основаны на методах оптимизации сложных нелинейных функций с большим числом параметров и опираются на разнообразные эвристические приемы, помогающие процедурам оптимизации быстрее сходиться к оптимальным решениям. Кроме того, эти методы обучения с подкреплением основываются на обработке выборок данных, получаемых в результате взаимодействия агента со средой. Эти методы являются *безмодельными* (*model-free*), соответствующие алгоритмы обучения не используют информацию о виде или структуре правых частей уравнений и информацию о виде или структуре функции вознаграждения, вместо этого параметры функции управления и функции Беллмана настраиваются исходя из опыта взаимодействия агента со средой. Методы обучения с подкреплением максимизируют средние суммы вознаграждений агента, поэтому в отдельных эпизодах может наблюдаться неэффективное взаимодействие агента со средой. Поскольку в общем случае уравнения движения нелинейны, их решения не выражаются в элементарных функциях, в системе присутствует неопределенность, а модели функции управления и функции Беллмана могут быть сложными для анализа, то нет возможности гарантированно утверждать, что предлагаемая функция управления решает задачу при всех исходах. Таким образом возникает задача оценивания надежности применения разработанных регуляторов, что можно рассматривать как задачу оценивания вероятности наступления неблагоприятных событий. Для оценивания вероятностей событий и точности этого оценивания можно воспользоваться классическими неравенствами теории вероятностей, в частности — неравенством Хефдинга. Примеры применения этих неравенств не встречаются в литературе по механике космического полета, хотя они делают результаты применения эвристических приемов заслуживающими доверие.

Наконец, необходимо продемонстрировать исследователям применение предлагаемой методики на модельных и простых примерах управления динамическими системами. Необходимо, чтобы разрабатываемая методика допускала

простую программную реализацию, понятную специалистам в механике, малознакомыми с теорией обучения с подкреплением, и которую можно было бы использовать для решения широкого спектра задач.

Цель настоящей работы — на основании проведенных ранее обзоров литературы сформулировать методику сведения общей задачи оптимального управления космическими аппаратами к задаче машинного обучения с подкреплением, предложить метод оценивания качества полученного алгоритма управления, разработать программную реализацию методики и продемонстрировать ее работу на примерах.

2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОБУЧЕНИЯ С ПОДКРЕПЛЕНИЕМ

Обучение с подкреплением (*reinforcement learning*) — это раздел машинного обучения, разрабатываемый для решения задач, при формализации которых можно выделить среду и агента, взаимодействующего со средой и получающего от среды за свои действия вознаграждения. Во время обучения агент стремится действовать так, чтобы максимизировать суммарное вознаграждение, получаемое от среды. Агенту неизвестно, как ему следует действовать, он не знает «правильных» ответов (нет «учителя»), но пытается *методом проб и ошибок* угадать оптимальное поведение.

Различение агента и среды в задачах обучения с подкреплением условно, не всегда можно провести между ними четкие границы, но на практике это оказывается неважным. Под агентом понимают не обязательно материальное воплощение в виде робота или механизмов, чаще всего это программное обеспечение. Например, в космических системах агентом может быть программное обеспечение в бортовом компьютере космического аппарата, а сам аппарат — средой. Агент выполняет действия — посылает команды в блок управления аппаратом — и получает от аппарата обратную связь в виде изменения его состояния.

Теория обучения с подкреплением описывается на языке теории вероятностей. Будем всюду считать состояния, действия и вознаграждения случайными величинами. Случайные величины будем обозначать заглавными буквами, а их конкретные реализации — строчными.

Будем считать, что агент взаимодействует со средой в дискретные моменты времени

$k \in \{0, 1, 2, \dots\}$. Пусть $\mathcal{S}$ — множество всех возможных состояний среды, $\mathcal{A}$ — множество всех возможных действий агента. Эти множества могут быть дискретными или непрерывными, конечными или бесконечными. Обозначим за $\mathbf{S}_k$ состояние среды в момент k , $\mathbf{A}_k$ — действие, которое производит агент в момент k .

В теории обучения с подкреплением процесс взаимодействия агента со средой описывается марковским процессом принятия решений. В этом случае переходы между состояниями среды полностью определяются функцией перехода

$$p: \mathcal{S} \times \mathcal{A} \times \mathcal{S} \rightarrow [0, 1],$$

которая для всех $\mathbf{s} \in \mathcal{S}$, $\mathbf{a} \in \mathcal{A}$, $\mathbf{s}' \in \mathcal{S}$ и $k \geq 0$ есть¹

$$p(\mathbf{s}, \mathbf{a}, \mathbf{s}') = \mathbb{P}(\mathbf{S}_{k+1} = \mathbf{s}' \mid \mathbf{S}_k = \mathbf{s}, \mathbf{A}_k = \mathbf{a}).$$

Будем считать, что вероятность перехода между состояниями не зависит от времени (такую среду называют *стационарной*).

Вознаграждение R_k в момент времени k определяется распределением d_R , зависящем только от текущего состояния $\mathbf{S}_k$, действия $\mathbf{A}_k$ и, возможно, будущего состояния $\mathbf{S}_{k+1}$ и не зависящего от времени k . Будем также считать, что вознаграждения равномерно по исходам ограничены сверху: $|R_k| \leq R_{\max}$.

Введем начальное распределение состояний $d_0: \mathcal{S} \rightarrow [0, 1]$, то есть функцию, такую, что для всех $\mathbf{s}$

$$d_0(\mathbf{s}) = \mathbb{P}(\mathbf{S}_0 = \mathbf{s}).$$

Опишем теперь правило, согласно которому в среде действует агент. *Стратегией* называется функция $\pi: \mathcal{S} \times \mathcal{A} \rightarrow [0, 1]$, которая для всех $\mathbf{s} \in \mathcal{S}$, $\mathbf{a} \in \mathcal{A}$ и $k \geq 0$ равна

$$\pi(\mathbf{s}, \mathbf{a}) = \mathbb{P}(\mathbf{A}_k = \mathbf{a} \mid \mathbf{S}_k = \mathbf{s}).$$

Таким образом, стратегия для каждого $\mathbf{s}$ определяет распределение на множестве действий, действие выбирается случайно в соответствии с этим распределением. Технически, действие выбирается в результате применения генератора случайных чисел, отвечающего данному распределению. Стратегия может быть детерминированной, в этом случае для всех $\mathbf{s}$ и $\mathbf{a}$ функ-

ция $\pi(\mathbf{s}, \mathbf{a})$ принимает значения из множества $\{0, 1\}$ и под стратегией можно понимать просто функцию $\mathbf{a} = \pi(\mathbf{s})$. Будем считать, что стратегия не зависит от времени t , а действие определяется лишь состоянием $\mathbf{s}$, в котором находится среда.

Итак, рассмотрим процесс взаимодействия агента со средой. Сначала в соответствии с начальным распределением d_0 инициализируется начальное состояние $\mathbf{S}_0 \sim d_0$ (знак $\sim$ означает, что случайная величина слева в выражении генерируется из распределения справа в выражении). Затем для этого состояния в соответствии со стратегией агент производит действие $\mathbf{A}_0 \sim \pi(\mathbf{S}_0, \cdot)$. Далее, в соответствии с функцией перехода p среда переходит в новое состояние $\mathbf{S}_1 \sim p(\mathbf{S}_0, \mathbf{A}_0, \cdot)$. После этого агент получает вознаграждение $R_0 \sim d_R(\mathbf{S}_0, \mathbf{A}_0, \mathbf{S}_1)$. Далее агент производит новое действие $\mathbf{A}_1 \sim \pi(\mathbf{S}_1, \cdot)$, среда переходит в новое состояние $\mathbf{S}_2 \sim p(\mathbf{S}_1, \mathbf{A}_1, \cdot)$, агент получает вознаграждение $R_1 \sim d_R(\mathbf{S}_1, \mathbf{A}_1, \mathbf{S}_2)$, и так далее. Взаимодействие со средой заканчивается либо в определенный момент времени $k = K$, либо при достижении средой некоторого особого состояния. Участок времени взаимодействия агента со средой от начального до финального состояния называется *эпизодом*.

В обучении с подкреплением агент стремится увеличивать суммарное за эпизод вознаграждение от среды. Формализуется это введением целевой функции

$$J(\pi) = \mathbb{E} \left(\sum_{k=0}^{\infty} R_k \mid \pi \right),$$

где вертикальная черта означает, что все действия, которые производит агент, производятся им в рамках стратегии π . Так как любой эпизод конечен, то и ряд представляет собой конечную сумму (формально можно считать, что $R_k = 0$, начиная с некоторого момента времени, зависящего от исхода). Стратегия π^* называется *оптимальной*, если

$$\pi^* \in \arg \max_{\pi \in \Pi} J(\pi),$$

где Π — множество рассматриваемых стратегий. В общем случае оптимальная стратегия может не существовать, а если существует, то может быть не единственной.

В определении целевой функции участвует сумма случайных величин. Чтобы сделать эту сумму ограниченной для любого исхода, вводят величину $\gamma \in [0, 1]$ и рассматривают целевую

¹ Эта формула является строгой для дискретных пространств состояния и действия, но приводится здесь в общем случае для простоты. Для непрерывных пространств состояния или действия следует вводить плотность вероятности перехода.

функцию $J(\pi) = \mathbb{E} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \gamma^k R_k \mid \pi \right]$, сумма в которой конечна с вероятностью единица, если $\gamma < 1$ и $|R_k| \leq R_{\max}$.

Функцией ценности состояния называется функция $v^\pi: \mathcal{S} \rightarrow \mathbb{R}$, для каждого $\mathbf{s} \in \mathcal{S}$ равная

$$v^\pi(\mathbf{s}) = \mathbb{E} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \gamma^k R_{k+m} \mid \mathbf{S}_m = \mathbf{s}, \pi \right]. \quad (1)$$

Эта функция выражает среднее суммарное вознаграждение за эпизод, получаемое агентом, действуя в рамках стратегии π , стартуя из состояния $\mathbf{s}$ в момент m . Обратим внимание, что эта функция не зависит от m , и в ее определении допустимо брать $m = 0$. Независимость функции ценности от m является следствием стационарности среды, стационарности вознаграждения и марковского свойства процесса.

Функцией ценности действия называется функция $q^\pi: \mathcal{S} \times \mathcal{A} \rightarrow \mathbb{R}$, для каждого $\mathbf{s}$ и $\mathbf{a}$ равная

$$q^\pi(\mathbf{s}, \mathbf{a}) = \mathbb{E} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \gamma^k R_{k+m} \mid \mathbf{S}_m = \mathbf{s}, \mathbf{A}_m = \mathbf{a}, \pi \right].$$

Эта функция выражает среднее суммарное вознаграждение за эпизод, получаемое агентом, стартуя из состояния $\mathbf{s}$ с действием $\mathbf{a}$ в момент m и далее действуя в рамках стратегии π . В этом выражении можно брать m произвольным.

В частично наблюдаемых марковских процессах принятия решений агент принимает решение о действиях не на основе состояний, а на основе наблюдений, которые являются функциями состояний (возможно случайными). Если наблюдение $\mathbf{o} = \varphi(\mathbf{s})$ является детерминированной и взаимно однозначной функцией состояния, то в качестве состояния можно выбрать наблюдение и ввести марковский процесс принятия решений, в котором стратегия может быть определена как

$$\pi(\mathbf{o}, \mathbf{a}) = \mathbb{P}(\mathbf{A}_k = \mathbf{a} \mid \mathbf{O}_k = \mathbf{o}), \quad (2)$$

где $\mathbf{O}_k$ — вектор наблюдений в момент k , а функция ценности —

$$v^\pi(\mathbf{o}) = \mathbb{E} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \gamma^k R_{k+m} \mid \mathbf{O}_m = \mathbf{o}, \pi \right]. \quad (3)$$

Если $\mathbf{o} = \varphi(\mathbf{s}) + \xi$, где φ — взаимно однозначная детерминированная функция состояния,

а ξ — случайный вектор, то наблюдению $\mathbf{o}$ может соответствовать множество возможных состояний $\mathbf{s}$. При достаточно малой дисперсии компонент ξ , допустимо рассматривать стратегию и функцию ценности как функции наблюдения по формулам (2)–(3), если это слабо влияет на результаты методов оптимизации стратегии. Если функция ценности используется только во время оптимизации стратегии, то есть играет только вспомогательную роль, то допустимо определять ее по формуле (1).

В прочих случаях наблюдение не однозначно связано с состоянием, поэтому для сведения процесса принятия решений к марковскому процессу принятия решений кроме наблюдения следует также ввести историю наблюдений $\mathbf{h}$, которая вместе с текущим наблюдением позволяет с высокой точностью оценивать состояние:

$$\mathbf{o}, \mathbf{h} \rightarrow \varphi(\mathbf{s}) + \xi,$$

где $\varphi(\mathbf{s})$ — взаимно однозначная функция состояния, а ξ — случайный вектор с малыми дисперсиями компонент. История наблюдений $\mathbf{h}$ может состоять из одного, двух или многих наблюдений, предшествующих наблюдению $\mathbf{o}$. Этот вектор может быть равен и равносильной функции предыдущих наблюдений. В любом случае, стратегия вводится как отображение

$$\pi(\mathbf{o}, \mathbf{h}, \mathbf{a}) = \mathbb{P}(\mathbf{A}_k = \mathbf{a} \mid \mathbf{O}_k = \mathbf{o}, \mathbf{H}_k = \mathbf{h}),$$

где $\mathbf{H}_k$ обозначает вектор истории наблюдений к моменту k не включительно, а $\mathbf{h}$ — реализация этого вектора. Аналогично определяется функция ценности состояния

$$v^\pi(\mathbf{o}, \mathbf{h}) = \mathbb{E} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \gamma^k R_{k+m} \mid \mathbf{O}_m = \mathbf{o}, \mathbf{H}_m = \mathbf{h}, \pi \right].$$

Наблюдению и истории здесь все еще неоднозначно соответствует состояние, но оценка этого состояния тем точнее, чем меньше дисперсия компонент ошибки ξ , которая обычно связана с частотой наблюдений и объемом истории наблюдений.

3. МЕТОДЫ ОПТИМИЗАЦИИ СТРАТЕГИЙ

Существует множество алгоритмов поиска оптимальных стратегий. К классическим методам относятся методы итерации по стратегиям и ценности с известными условиями сходимости [6, 7]. Однако область применения этих методов ограничена средами с дискретным и конечным множеством состояний и агентами с дискретным и конечным множеством действий, в то время

как для механики космического полета характерны задачи с непрерывными множествами состояний и действий. Для таких случаев разрабатываются методы приближенного динамического программирования, общую теорию о которых можно найти в монографиях [8, 15].

Обзор методов показывает, что среди них можно выделить два класса методов: основанные на использовании агентом функции перехода между состояниями (*задачи планирования, model-based methods*), и методы, в которых агент не использует эту функцию для расчета оптимальных действий (*безмодельные методы, model-free methods*). Характерными чертами первого класса методов являются эффективность и точность. Примером применения таких методов может служить работа по разработке гарантирующего синтеза управления для управления космическим аппаратом в окрестности неустойчивой точки либрации [21]. Методы же второго класса не используют специфические свойства динамики и потому более универсальны. Из наиболее известных — метод градиента глубокой детерминированной стратегии (Deep Deterministic Policy Gradient, DDPG) [22], метод асинхронного исполнителя–критика (Asynchronous Advantage Actor Critic, A3C) [23], метод оптимизации ближайшей стратегии (Proximal Policy Optimization, PPO) [24]. Перечисленные методы являются градиентными, среди безградиентных методов для оптимизации стратегий можно применять эволюционные алгоритмы [25, 26]. Обзор применения безмодельных методов к задачам механики космического полета можно найти в работе [16].

Данная работа посвящена разработке общей методики решения широкого класса задач и опирается на безмодельные методы. В безмодельных методах динамика среды описывается задаваемой исследователем функцией перехода, но эта функция перехода не используется агентом, и его поведение оптимизируется исходя из опыта взаимодействия со средой — цепочек вида «состояние» — «действие» — «вознаграждение» — «состояние» — «действие» — «вознаграждение» и так далее.

В современных методах обучения с подкреплением стратегия представляется в виде параметрически заданной функции с конечным числом параметров:

$$\pi = \pi(\mathbf{a}, \mathbf{s}, \theta) \text{ или } \mathbf{a} = \pi(\mathbf{s}, \theta),$$

где θ — вектор оптимизируемых параметров. Задача поиска оптимальной стратегии сводится к оптимизации функционала

$$J(\theta) = \mathbb{E} \left(\sum_{k=0}^{\infty} \gamma^k R_k \mid \pi(\theta) \right).$$

Рассмотрим один из вариантов оптимизации этого функционала, применяемый, например, методом PPO. Математическое ожидание в выражении для $J(\theta)$ заменяется на выборочное среднее (среднее арифметическое). Производится серия испытаний Монте-Карло, в каждой серии среда инициализируется в начальном состоянии, агент при фиксированных значениях параметров θ производит действия, получает за них вознаграждения R_t , и действует до конца эпизода. Так в серии испытаний получают реализации суммарных вознаграждений за эпизод, их среднее дает оценку $J(\theta)$. Далее значения параметров θ с использованием конкретного метода оптимизации (например, PPO) корректируются в сторону повышения значения функционала J и процесс сбора данных повторяется снова. Процесс оптимизации останавливается, когда значение функционала перестает увеличиваться.

Интересно заметить, что для коррекции значений параметров в сторону повышения значения функционала J не требуется рассчитывать производные вознаграждений, действий, управляющих воздействий или состояний по параметрам θ . Согласно теореме о градиенте стратегии (policy gradient theorem) [27] в силу стационарности среды и марковского свойства градиент J содержит только производную по стратегии π :

$$\nabla_{\theta} J(\theta) \propto \mathbb{E}_{\mathbf{S} \sim d_0, \mathbf{A} \sim \pi(\theta)} [q^{\pi}(\mathbf{S}, \mathbf{A}) \nabla_{\theta} \ln \pi(\theta)],$$

где $\propto$ означает пропорциональность. Это выражение используется в градиентных методах оптимизации стратегий.

4. МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ УПРАВЛЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОБУЧЕНИЯ С ПОДКРЕПЛЕНИЕМ

Перейдем теперь к описанию методики построения управления. Пусть динамика механической системы описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(t, \mathbf{x}, \mathbf{u}), t \in [t_0, t_f], \quad (4)$$

где t — время, $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n$ — вектор состояния, $\mathbf{u} \in \mathbb{R}^m$ — вектор управления.

Рассматриваются функции управления вида $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t, \mathbf{x})$ или, в более общем случае, вида $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t, \mathbf{o}, \mathbf{h})$, где $\mathbf{o} = \mathbf{o}(t, \mathbf{x}) \in \mathbb{R}^k$ — вектор наблюдения, $\mathbf{h} \in \mathbb{R}^l$ — вектор, характеризующий историю

наблюдений. Назовем управление допустимым, если оно:

1) переводит каждое решение уравнений (4) с начальным условием из заданного множества $(t_0, \mathbf{x}(t_0)) \in \Omega_0$ в множество заданных краевых условий $(t_f, \mathbf{x}(t_f)) \in \Omega_f$, причем эти решения удовлетворяют промежуточным ограничениям $\{(t, \mathbf{x}(t)), t_0 < t < t_f\} \in \Omega_{\text{int}}$,

2) удовлетворяет ограничениям

$$\{(t, \mathbf{u}(t, \mathbf{x}(t))), t_0 \leq t \leq t_f\} \in \Omega_U$$

или

$$\{(t, \mathbf{u}(t, \mathbf{o}(t), \mathbf{h}(t))), t_0 \leq t \leq t_f\} \in \Omega_U.$$

Пусть определен функционал

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}(\mathbf{u}, t_0, \mathbf{x}(t_0), t_f, \mathbf{x}(t_f)), \quad (5)$$

который допустимому управлению $\mathbf{u}$, переводящему решение с начальным условием $(t_0, \mathbf{x}(t_0)) \in \Omega_0$ в краевое условие $(t_f, \mathbf{x}(t_f)) \in \Omega_f$, ставит в соответствие число.

Рассматривается задача поиска функции управления $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t, \mathbf{x})$ или, в более общем случае, $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t, \mathbf{o}, \mathbf{h})$, для каждой $(t_0, \mathbf{x}(t_0)) \in \Omega_0$ и $(t_f, \mathbf{x}(t_f)) \in \Omega_f$ оптимизирующей функционал (5).

В механике космического полета распространены задачи поиска как непрерывной функции управления, так и поиска импульсов скорости. Рассмотренная выше постановка задачи оптимального управления естественным образом применима к задачам поиска непрерывной или кусочно-непрерывной функции управления. Если же стоит задача поиска импульсов скорости, то можно считать управление $\mathbf{u}$ равным нулю между импульсами и равным импульсу скорости в момент совершения импульса.

Для того, чтобы свести поставленную задачу оптимального управления к задаче обучения с подкреплением, необходимо выполнить следующие шаги:

1. Связать понятие состояния из теории обучения с подкреплением с понятием состояния механической системы. В общем случае состоянием из теории обучения с подкреплением можно считать $\mathbf{s} = (t, \mathbf{x})$ или любую взаимно однозначную функцию от $(t, \mathbf{x})$. Если система (4) автономная, то состоянием можно считать $\mathbf{x}$ или любую взаимно однозначную функцию от $\mathbf{x}$.

2. На области начальных условий $(t_0, \mathbf{x}(t_0)) \in \Omega_0$ определить распределение вероятностей $\mathcal{D}_0$, в соответствии с которым в серии ис-

пытаний Монте-Карло будут генерироваться начальные условия для обучения стратегии. Это может быть равномерное распределение, нормальное распределение или какое-либо другое распределение. Это распределение должно отражать ожидания разработчиков и сопровождающих миссию касательно того, в каких областях пространства и с какой вероятностью будет находиться аппарат в момент начала действия управления.

3. Так как алгоритмы обучения с подкреплением, рассматриваемые в настоящей работе, оперируют средами с дискретным временем, следует перейти от динамики с непрерывным временем (4) к динамике с дискретным временем. Это значит, что необходимо определить отображение $(t_k, \mathbf{x}_k, \mathbf{u}_k) \rightarrow (t_{k+1}, \mathbf{x}_{k+1})$ для каждого дискретного шага k . Например, это отображение можно определить с использованием схемы интегрирования Эйлера

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + h\mathbf{f}(t_k, \mathbf{x}_k, \mathbf{u}_k), t_{k+1} = t_k + h,$$

задав некоторый малый шаг h . В общем случае шаг на участке может вычисляться с использованием любого численного метода интегрирования. Если управление представляет собой импульсы скорости, под дискретным шагом можно понимать целую траекторию между импульсами, рассчитываемую методом интегрирования. Алгоритмам обучения с подкреплением обычно требуется информация о том, является ли новое состояние $k+1$ финальным. Например, это состояние может быть финальным, если $t_{k+1} = t_f$ или если в момент времени $t_{k+1} < t_f$ происходит событие, означающее конец траектории движения (столкновение с небесным телом, выход за допустимые границы движения и т. п.). Поэтому в общем случае следует задавать отображения вида $(t_k, \mathbf{x}_k, \mathbf{u}_k) \rightarrow (t_{k+1}, \mathbf{x}_{k+1}, d_{k+1})$, где $d_{k+1} = 0$, если состояние $k+1$ не является финальным, и $d_{k+1} = 1$, если это состояние является финальным. Интервал времени от начального состояния до финального является эпизодом в терминах обучения с подкреплением.

4. Определить функцию вознаграждения, которая будет представлять собой отображение $(t_k, \mathbf{x}_k, \mathbf{u}_k, t_{k+1}, \mathbf{x}_{k+1}, d_{k+1}) \rightarrow r_k$. Здесь при расчете сигнала вознаграждения учитывается то, в каком состоянии находилась система до управления, вектор управления, состояние, в которое перешла система, и информация о том, является ли новое состояние финальным. В качестве

функции вознаграждения можно рассматривать функции вида

$$r_k = -\alpha |u_k| - \rho(t_{k+1}, x_{k+1}, \Omega_f), \quad (6)$$

где ρ — это определенное исследователем расстояние от точки (t_{k+1}, x_{k+1}) до множества Ω_f краевых условий, а α — задаваемая постоянная. Например, если ищется управление, переводящее космический аппарат в состояние, характеризующееся положением r_f и скоростью v_f , и вектор состояния представляет собой положение и скорость аппарата $x = [r, v]$, то в качестве функции A можно взять $\rho(x, \Omega_f) = |r - r_f| + |v - v_f|$. Еще один вариант функции вознаграждения:

$$r_k = -\alpha |u_k| + \rho(t_k, x_k, \Omega_f) - \rho(t_{k+1}, x_{k+1}, \Omega_f).$$

В этом случае на каждом шаге сигнал вознаграждения содержит информацию о приближении к краевым условиям. Заметим, что в этом случае при $\alpha = 0$ суммарные вознаграждения за эпизод совпадают с величиной, на которую улучшается расстояние до краевых условий:

$$R = \sum_{k=1}^K r_k = \rho(t_0, x_0, \Omega_f) - \rho(t_{K+1}, x_{K+1}, \Omega_f),$$

где K — число шагов в эпизоде. В некоторых работах функция вознаграждения состоит из трех слагаемых:

$$r_k = r_{k,int} + r_{k,f} + r_{k,good},$$

где $r_{k,int}$ состоит из значения функционала $\mathcal{J}$ и вознаграждения за удовлетворение ограничений на траекторию, $r_{k,f}$ — вознаграждение за удовлетворение краевым условиям (подсчитывается при $d_{k+1} = 1$), и $r_{k,good}$ — вознаграждение за следование в окрестности «хорошей траектории» (например, оптимальной траектории, полученной в упрощенной постановке).

5. Определить модель восприятия, то есть отображение $(t_k, x_k) \rightarrow o_k$ из состояния в вектор наблюдений или измерений. В простейшем случае наблюдение может совпадать с состоянием: $o_k = x_k$. В общем случае это отображение моделирует работу датчиков и результат применения навигационных процедур, и потому именно наблюдение и история наблюдений используются для расчета действия и управляющих воздействий. Так наблюдением может являться оценка состояния, которая может моделироваться как $o_k = x_k + \xi_k$, где ξ_k — случайный вектор. Наблюдением может быть изображение, в этом случае

стратегия будет отображать наблюдение — изображение непосредственно в управляющие воздействия, минуя стадию навигации (оценки состояния по изображениям).

6. Наконец, определить модель управления — параметрически заданное отображение $o_k \rightarrow u_k$ или $(o_k, h_k) \rightarrow (u_{k+1}, h_{k+1})$. Модель управления состоит из композиции двух отображений — из наблюдения в действие $o_k \rightarrow a_k$ или $(o_k, h_k) \rightarrow (a_{k+1}, h_{k+1})$ и из действия в управление $a_k \rightarrow u_k$. Отображение из наблюдения в действие обычно строят на основе нейросетевых моделей. Так, в случае отображений вида $o_k \rightarrow a_k$, чаще всего используют многослойные нейронные сети прямого распространения, например сети с одним скрытым слоем

$$a = A_2 \phi_1(A_1 o + b_1) + b_2$$

или двумя скрытыми слоями

$$a = A_3 \phi_2(A_2 \phi_1(A_1 o + b_1) + b_2) + b_3,$$

где $A_1, A_2, A_3, b_1, b_2, b_3$ — матрицы и векторы оптимизируемых параметров, ϕ_1, ϕ_2 — активационные функции. Выбор размеров матриц и векторов параметров, а также активационных функций остается за исследователем. Универсальные теоремы аппроксимации [28–31] утверждают, что выбором достаточно большого числа параметров и произвольных активационных функций из широкого множества нелинейных функций можно добиться аппроксимации любой гладкой функции. Однако эти теоремы не говорят о том, сколько параметров следует брать, и каковы их значения. Выбор числа параметров и активационных функций может значительно влиять на точность аппроксимации и качество получаемой стратегии. В случаях $(o_k, h_k) \rightarrow (u_{k+1}, h_{k+1})$ можно использовать рекуррентные нейронные сети, а h_k считать скрытым состоянием рекуррентного слоя, несущим в себе информацию об истории наблюдений. Вместо рекуррентных слоев можно использовать слои прямого распространения, но на вход сети подавать конкатенацию векторов наблюдений. В общем случае модель не обязана быть нейросетевой. Модель управления может быть построена на основе ляпуновского управления, выведенного в рамках упрощенной модели движения системы. В таком управлении чаще всего есть параметры, которые можно сделать обучаемыми (оптимизируемыми). Некоторые алгоритмы обучения с подкреплением для коррекции параметров стратегии используют также

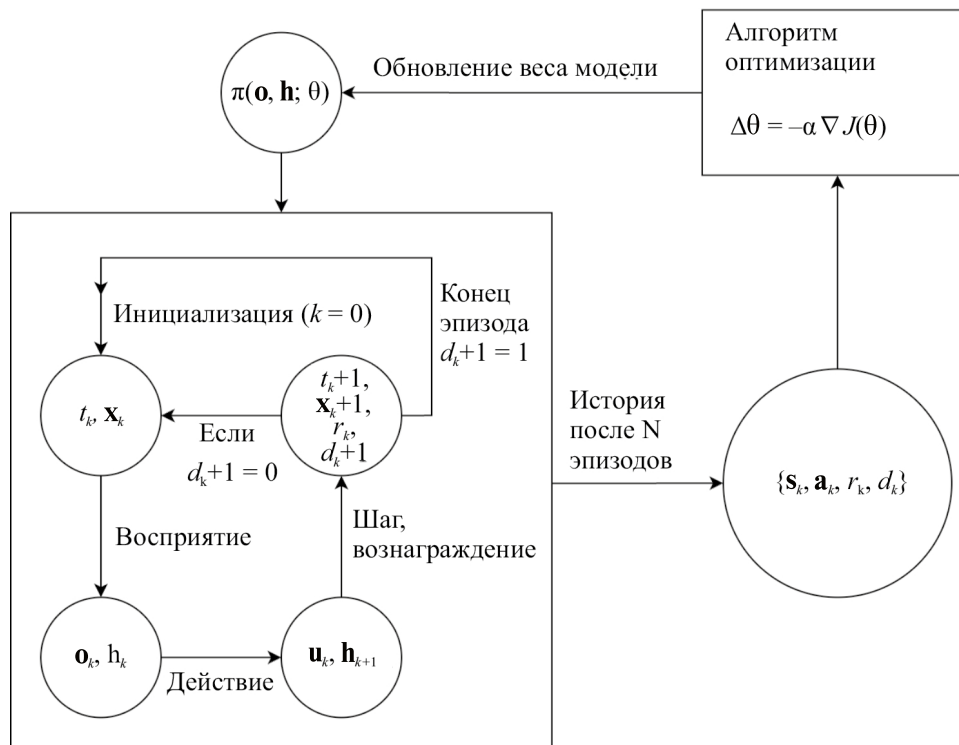


Рис. 1. Процесс обучения стратегии.

параметрическую модель функции ценности. Эту модель как правило выбирают нейросетевой, причем архитектура (число слоев, активационные функции, число нейронов в слоях) обычно совпадает с архитектурой стратегии. Что касается отображения из действия в управление, вводят функцию $u = \psi(a)$. В механике космического полета функция ψ часто вводится, чтобы ограничивать значения, которые может принимать управление, а также в целях нормировки и масштабирования значений a .

Процесс обучения представлен на рис. 1. Вначале инициализируются параметры модели управления $\pi(o, h, \theta)$, где θ содержит все оптимизируемые параметры (разбирается наиболее общий случай управления по наблюдениям и истории наблюдений). Далее начинается оценивание этой стратегии в серии испытаний Монте-Карло. Для этого в соответствии с заданным распределением D_0 в области начальных условий Ω_0 инициализируется состояние системы (t_0, x_0) . Затем модель восприятия сопоставляет этому состоянию наблюдение o_0 . Наблюдение подается на вход стратегии, получается вектор управления u_0 и история наблюдений (или скрытое состояние рекуррентного слоя) h_1 . Состояние и управление

подаются на вход отображения дискретного шага системы и функции вознаграждения, получают новое состояние, вознаграждение и флаг, сигнализирующий о конце или продолжении эпизода. Если эпизод не закончен, цикл повторяется заново для нового состояния. Если эпизод закончен, инициализируется новое состояние. Этот цикл (серии испытаний Монте-Карло) продолжается много раз, в результате накапливается история взаимодействия со средой: состояния s , действия a , вознаграждения r и флаги завершения эпизода d . Эта история подается на вход алгоритму оптимизации, который корректирует параметры стратегии (этим алгоритмом может быть PPO, DDPG, A3C, генетический алгоритм и любой другой алгоритм оптимизации для обучения с подкреплением). Параметры стратегии корректируются, и серия испытаний Монте-Карло повторяется для исправленной стратегии.

5. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА РАБОТЫ ФУНКЦИИ УПРАВЛЕНИЯ

Поскольку задача обучения с подкреплением формулируется в стохастической постановке, а в процессе обучения стратегии ее параметры настраиваются так, чтобы максимизировать в среднем суммарное вознаграждение за эпизод,

возможны исходы, при которых управление не выполняет возложенной на него задачи. Ситуация осложняется и тем, что вознаграждение представляет собой скалярную величину, содержащую вручную настраиваемую комбинацию значений функционала и функций ограничений, и поэтому оно может не в полной или не в точной мере выражать цели управления. Например, если в выражении (6) взять достаточно большое значение α , то стратегия может сойтись к пассивному управлению, ведь даже малое управление приведет к большому по величине штрафу, большему, чем невязка в краевых условиях при пассивном управлении.

Все это говорит о необходимости оценки качества работы обученной стратегии на критериях, отражающих цель построения управления. В настоящей работе предлагается оценивать вероятность неблагоприятных событий и средние значения функционала и меры удовлетворения краевых условий с использованием неравенств теории вероятностей, в первую очередь — неравенства Хефдинга [32].

Теорема. Пусть $X_1, \dots, X_n$ — независимые случайные величины, для которых выполнено $a_i \leq X_i \leq b_i$ с вероятностью единица. Тогда для среднего выборочного $\bar{X} = (1/n) \sum_{i=1}^n X_i$ справедлива оценка

$$\mathbb{P}(|\bar{X} - \mathbb{E}\bar{X}| \geq \varepsilon) \leq 2 \exp \left(- \frac{2\varepsilon^2 n^2}{\sum_{i=1}^n (b_i - a_i)^2} \right).$$

Следствие. Если X_i одинаково распределены, $a_i \leq X_i \leq b_i$ для всех i и $\mathbb{E}X_1 = \mu$, то

$$\mathbb{P}(|\bar{X} - \mu| \geq \varepsilon) \leq 2 \exp \left(- \frac{2\varepsilon^2 n}{(b-a)^2} \right).$$

Это неравенство означает, что проведя n независимых измерений случайной величины X , ограниченной промежутком $[a, b]$, мы получим, что вероятность отклонения среднего выборочного $\bar{X}$ от истинного математического ожидания μ более чем на ε не превосходит $p = 2 \exp(-2\varepsilon^2 n / (b-a)^2)$. Неравенство Хефдинга удобно записывать в виде доверительного интервала:

$$\mathbb{E}X = \bar{X} \pm \varepsilon \text{ с вероятностью не менее } 1-p.$$

Величину ε можно назвать точностью определения математического ожидания случайной величины, а $1-p$ называется уровнем доверия.

Отметим, что неравенство Хефдинга для своего использования не требует знания истинных математических ожиданий, дисперсий или моментов других порядков каких-либо случайных величин, но предполагает, что случайная величина с вероятностью единица заключена в известном промежутке. Чем меньше этот промежуток, тем меньше требуется измерений, чтобы установить интервал значений среднего с той же точностью. Сокращение промежутка в 10 раз позволяет сократить число измерений в 100 раз.

Ниже в табл. 1 для случая $a=0$, $b=1$ приводятся формулы для расчета величин ε , p , n , когда даны любые две из этих величин, а также значения объема измерений n для различных значений ε , p :

$$\begin{aligned} n(\varepsilon, p) &= \frac{1}{2\varepsilon^2} \ln \left(\frac{2}{p} \right), \\ p(\varepsilon, n) &= 2 \exp(-2\varepsilon^2 n), \\ \varepsilon(p, n) &= \sqrt{\frac{1}{2n} \ln \left(\frac{2}{p} \right)}. \end{aligned}$$

Если вместо промежутка $[0, 1]$ рассматривается промежуток $[a, b]$, то объем выборки следует увеличить в $(b-a)^2$ раз, чтобы получить те же значения p , ε оценки величины.

Таблица 1. Таблица значений n , ε , p в случае $a=0$, $b=1$

n	ε	p
150	10%	10%
26 492	1%	1%
38 005	1%	0.1%
105 967	0.5%	1.0%
119 830	0.5%	0.5%
152 019	0.5%	0.1%
3 800 452	0.1%	0.1%
495 174 378	0.01%	0.01%

Теперь применим теорему Хефдинга к оценке вероятности интересующего исследователя события A . Примером такого события может быть то, что невязка по краевым условиям в конце эпизода управления увеличится. Другой пример — движение космического аппарата вышло в фазовом пространстве за допустимые границы, и миссия потеряна.

Пусть $\mathcal{I}(A)$ — индикатор события A , то есть $\mathcal{I}(A)=1$, если A произошло, и $\mathcal{I}(A)=0$, если A не произошло. Пусть p_A — неизвестная вероятность того, что A происходит. Введем независи-

мые одинаково распределенные случайные величины X_i , имеющие распределение Бернулли $\text{Be}(p_A)$. Тогда $\mu = \mathbb{E}X_i = p_A$, и так как $0 \leq X_i \leq 1$, то согласно неравенству Хефдинга

$$\mathbb{P}(|\bar{X} - p_A| \geq \varepsilon) \leq 2\exp(-2\varepsilon^2 n).$$

Вероятность того, что ошибка оценки p_A превысит ε , равна $p = 2\exp(-2\varepsilon^2 n)$. Например, для $\varepsilon = 0.01$, $p = 0.01$ получается $n = 26492$. Это значит, что проведя $n = 26492$ измерений случайной величины X , мы получим, что вероятность отклонения истинной вероятности события A от оценки $\bar{X}$ более чем на 1% не превосходит 1%. Таким образом, неравенство Хефдинга можно рассматривать как инструмент оценки требуемого числа испытаний для расчета вероятности события.

В заключение отметим, что вероятность событий и распределение исследуемых случайных величин зависит от распределения D_0 на множестве начальных условий. Это распределение может быть разным во время обучения стратегии и во время ее тестирования.

6. АВТОРСКАЯ ПРОГРАММНАЯ БИБЛИОТЕКА KIAM_RL

Описанная выше методика построения управления механическими системами была воплощена автором в виде программной библиотеки `kiam_rl`. Библиотека написана на языке Python и на момент написания статьи состоит из двух модулей: `routines.py` и `ppo_hyperparameters_tuning.py`. Далее следует описание их возможностей.

Модуль `routines.py` содержит базовые классы и функции для создания сред и моделей стратегий. Модуль содержит абстрактный класс `RLProblem`, расширяющий возможности пакета `gymnasium` [33], позволяющего создавать стандартные среды, с которыми оперируют популярные программные библиотеки алгоритмов обучения с подкреплением, например `stable-baselines3` [34], который содержит реализации алгоритмов PPO, DDPG и др. Класс `RLProblem` содержит несколько методов:

- 1) `observation_space`, возвращающий `gymnasium.spaces.Box`-объект, определяющий множество состояний $\mathbf{s}$;
- 2) `action_space`, возвращающий `gymnasium.spaces.Box`-объект, определяющий множество действий $\mathbf{a}$;
- 3) `initialize`, возвращающий начальные время t_0 и фазовое состояние $\mathbf{x}_0$;

4) `equations_of_motion`, принимающий на вход время t , фазовое состояние $\mathbf{x}$, вектор управления $\mathbf{u}$ и возвращающий правые части уравнений движения, то есть вектор $d\mathbf{x}/dt$;

5) `step`, принимающий на вход время t , фазовое состояние $\mathbf{x}$, вектор управления $\mathbf{u}$ и возвращающий результаты дискретного шага: новое время t' , новое состояние $\mathbf{x}'$ и флаги конца эпизода, первый из которых сигнализирует о нормальном завершении эпизода, второй — о вынужденном завершении эпизода;

6) `reward`, принимающий на вход момент времени t , состояние $\mathbf{x}$, новый момент времени t' , новое состояние $\mathbf{x}'$, вектор управления $\mathbf{u}$, флаги конца эпизода и возвращающий вознаграждение;

7) `action2u`, принимающий на вход действие $\mathbf{a}$ и возвращающий управление $\mathbf{u}$;

8) `perception_model`, принимающий на вход время t и состояние $\mathbf{x}$ и возвращающее вектор наблюдения $\mathbf{o}$.

Пользователь создает класс, описывающий его задачу, наследуя класс `RLProblem`, и самостоятельно наполняет указанные методы отображениями согласно постановке его задачи. На основе этого класса с использованием `Environment` модуля `routines.py` создается стандартный `gymnasium.Env`-объект среды, который можно далее использовать в сочетании с популярными библиотеками алгоритмов оптимизации стратегий. Таким образом, класс `RLProblem` представляет собой интерфейс между механическими аспектами задачи и обучением с подкреплением и помогает создавать и использовать стандартизированные среды.

Программный вид модели управления не стандартизирован, его пользователь создает самостоятельно. Если предполагается использовать алгоритмы библиотеки `stable-baselines3`, то модели должны создаваться с помощью пакета `pytorch` [35]. В этом может помочь класс `ActorCriticNetworks` модуля `routines.py`. Пользователь создает класс, наследуя его из класса `ActorCriticNetworks`, и самостоятельно определяет модель стратегии в конструкторе.

При создании и оптимизации моделей стратегии пользователю необходимо задать опции алгоритмов: архитектуру, глубину и ширину нейросетевых моделей, скорость обучения, число эпизодов для оценивания функционала J и многие другие параметры. Эти параметры называются *гиперпараметрами*, чтобы отличать их от параметров модели. Результаты оптимизации

стратегии могут существенно зависеть от выбранных значений гиперпараметров, поэтому зачастую встает задача оптимизации гиперпараметров. Поиск разумных значений гиперпараметров пользователь может производить вручную. Существуют и автоматические процедуры оптимизации гиперпараметров, основанные на методах оптимизации вычислительно затратных функций, например байесовской оптимизации [36], древесно-структурированной оценки Парзена [37]. Существуют программные библиотеки, позволяющие оптимизировать гиперпараметры, например Optuna [38], Ray [39], BoTorch [40], Hyperopt [41]. Модуль `ppo_hyperparameters_tuning.py` использует процедуры оптимизации гиперпараметров на основе библиотеки Optuna и предполагает, что оптимизация параметров модели осуществляется алгоритмом РРО.

7. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДИКИ

В данном разделе демонстрируется применение методики построения управления. Рассматриваются два примера — задача стабилизации движения в простой динамической системе и астеродинамическая задача поддержания движения аппарата в окрестности неустойчивой гало-орбиты вокруг точки либрации. Обе задачи были с использованием описанной выше библиотеки `kiam_rl`.

Простая динамическая система

Ставится задача построения управления динамической системой

$$\dot{x} = u$$

на интервале времени $t \in [0, 1]$, с начальными условиями $x_0 \in [-1, 1]$, краевым условием $x(1) = 0$ и управлением $u = u(x) \in [-1, 1]$. Оптимизируемый функционал:

$$\mathcal{J} = \int_0^1 |x| dt \rightarrow \min,$$

его оптимизация равносильна минимизации времени достижения системой состояния $x = 0$. Заметим, что оптимальным управлением в этой задаче является функция

$$u(x) = -\text{sign}(x),$$

где sign — функция знака. Легко показать, что соответствующей функцией ценности (функцией, сопоставляющей начальному условию значение функционала $\mathcal{J}$) является функция

$$v(x) = -x^2 / 2.$$

Для поиска управления воспользуемся описанной выше методикой. Будем считать, что состоянием из теории обучения с подкреплением является переменная x , то есть $s = x$. На области начальных условий $\Omega_0 = [-1, 1]$ определим равномерное распределение вероятностей. Дискретный шаг определим так:

$$x_{k+1} = x_k + hu_k, t_{k+1} = t_k + h,$$

и будем считать состояние x_{k+1} финальным, если $t_{k+1} = 1$. Величину шага по времени выберем $h = 0.01$. В качестве функции вознаграждения выберем

$$r_k = -|x_k| h.$$

В этом случае будет искаться управление, максимизирующее среднее значение величины

$$R = -\sum_{k=1}^K |x_k| h,$$

где $K = 1/h = 100$ — число шагов. Будем считать наблюдение состоянием, то есть $o = x$. В качестве модели управления рассмотрим

$$u = \max(\min(a, 1), -1),$$

$$a(x, \theta) = \theta_3 \text{th}(\theta_1 x + \theta_2) + \theta_4,$$

где действие a моделируется как полносвязная нейронная сеть прямого распространения с одним скрытым слоем и гиперболическим тангенсом в роли функции активации. Для обучения этой модели воспользуемся алгоритмом обучения РРО. Этот алгоритм требует также задания модели для функции ценности, определим ее следующим образом:

$$v = v(x, \mathbf{w}) = \mathbf{A}_2 \text{th}(\mathbf{A}_1 x + \mathbf{b}_1) + b_2,$$

где матрицы и векторы $\mathbf{A}_1 \in \mathbb{R}^{5 \times 1}$, $\mathbf{b}_1 \in \mathbb{R}^5$, $\mathbf{A}_2 \in \mathbb{R}^{1 \times 5}$, $b_2 \in \mathbb{R}$. Это тоже полносвязная нейронная сеть с одним скрытым слоем и гиперболическим тангенсом в роли активационной функции, но с пятью нейронами на скрытом слое.

Обучение моделей произведем с помощью реализации метода РРО из библиотеки `stable-baselines3`. Объем выборки для аппроксимации среднего значения функционала r (опция `n_steps`) выберем равным 1000. Число итераций градиентного метода для коррекции весов нейросетевых моделей (опция `n_epochs`) выберем равным 100, а скорость обучения (опция `learning_rate`) — 0.01. В общем случае объем выборки для аппроксимации среднего значения

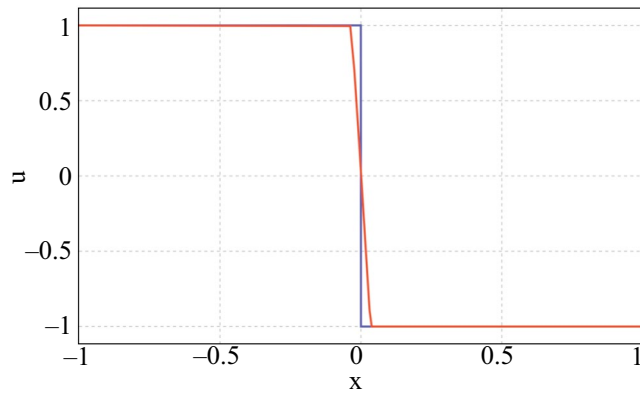


Рис. 2. Оптимальная (синий цвет) и приближенная (красный цвет) функции управления.

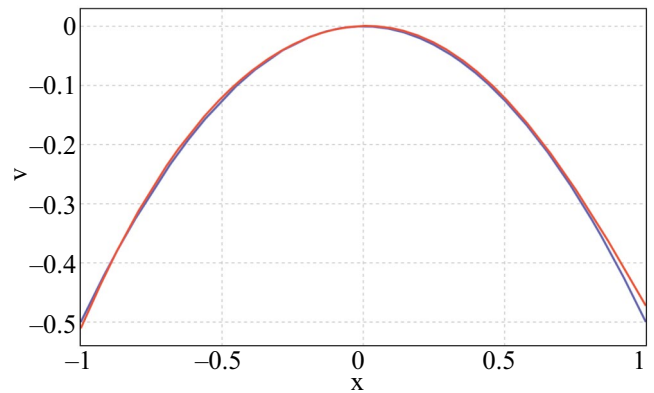


Рис. 3. Оптимальная (синий цвет) и приближенная (красный цвет) функции ценности.

функционала влияет на устойчивость процесса сходимости, а коэффициент скорости сходимости и число итераций градиентного метода оптимизации влияют на устойчивость и скорость сходимости к оптимальному решению. Обучение будем производить на центральном процессоре и завершим, когда число дискретных шагов достигнет 100000 (опция `total_timesteps`).

В результате оптимизации получается модель

$$u(x, \theta^*) = \max(\min(1.5035 \cdot \text{th}(-21.8299x + 0.0612) - 0.0725, 1), -1),$$

$$-\text{sign}(x) = 1 \cdot \text{th}(-\infty \cdot x + 0) + 0.$$

На рис. 2 и 3 показаны графики теоретически оптимальной и приближенной функций управления и ценности. Графики показывают близость приближенных функций к теоретическим. Эта близость регулируется шагом дискретизации h и богатством и удачностью выбора параметрических моделей управления и функции ценности.

Поддержание движения в окрестности гало-орбиты

Рассмотрим теперь задачу поддержания движения космического аппарата в окрестности неустойчивой гало-орбиты вокруг точки либрации L_1 системы Земля — Луна. В качестве модели движения выберем круговую ограниченную задачу трех тел, а уравнения движения запишем во вращающейся системе координат: начало правой системы координат поместим в центр Земли, ось x направим вдоль направления Земля — Луна, ось z направим вдоль угловой скорости орбитального движения Луны вокруг Земли. В качестве единицы расстояния выберем расстояние

между Луной и Землей, а единицы частоты — орбитальную частоту движения Луны вокруг Земли. Уравнения движения в этом случае запишутся следующим образом:

$$\dot{x} = v_x, \dot{y} = v_y, \dot{z} = v_z,$$

$$\dot{v}_x = 2v_y + U_x, \dot{v}_y = -2v_x + U_y, \dot{v}_z = U_z,$$

где

$$U(x, y, z) = \frac{(x - \mu)^2 + y^2}{2} + \frac{1 - \mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} + \frac{\mu(1 - \mu)}{2},$$

$$r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, r_2 = \sqrt{(x - 1)^2 + y^2 + z^2},$$

а U_x, U_y, U_z означают частные производные функции $U = U(x, y, z)$ по x, y, z соответственно. Здесь $\mu = m_M / (m_E + m_M)$ — массовый параметр, m_E — масса Земли, m_M — масса Луны. Используются следующие значения массового параметра, единицы расстояния DU, единицы скорости VU и единицы времени TU:

$$\mu = 1.215058446035100 \cdot 10^{-2}, \text{ DU} = 384405 \text{ км},$$

$$\text{VU} = 1.024540192302405 \text{ км/с},$$

$$\text{TU} = 4.342564574695797 \text{ дней}^2.$$

Рассматривается движение космического аппарата вблизи гало-орбиты вокруг точки либрации L_1 с максимальной z -координатой равной $z_{\max} = 34981$ км (рис. 4).

Начальное условие, отвечающее этой орбите, есть

$$\mathbf{x}_{\text{ref},0} = [x_{\text{ref},0}, y_{\text{ref},0}, z_{\text{ref},0}, v_{x,\text{ref},0}, v_{y,\text{ref},0}, v_{z,\text{ref},0}],$$

$$x_{\text{ref},0} = 0.826890333820514, y_{\text{ref},0} = 0, z_{\text{ref},0} = 0.091,$$

²Большое число знаков после запятой приводится для воспроизводимости результатов.

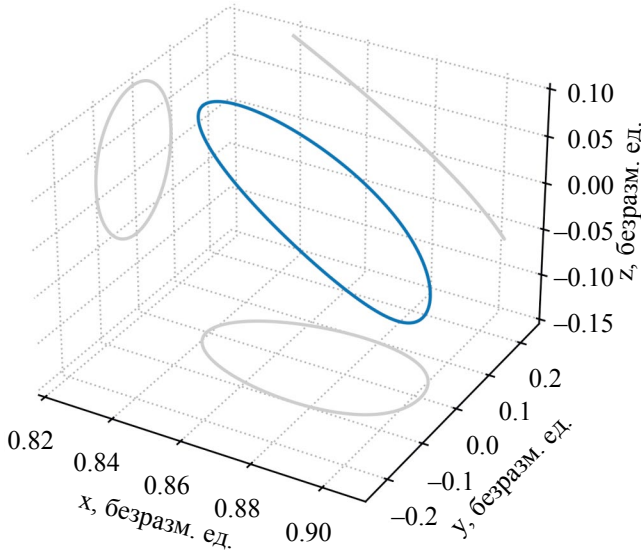


Рис. 4. Гало-орбита (синий цвет), в окрестности которой рассматривается движение аппарата. Серым цветом показаны проекции орбиты на плоскости xy , xz , yz .

$$v_{x,\text{ref},0} = 0, v_{y,\text{ref},0} = 0.205889408677437, v_{z,\text{ref},0} = 0.$$

Период орбиты равен $P_{\text{ref}} = 2.78227853520921$ безразмерных единиц времени, то есть приблизительно 12 дней. Параметризуем точки орбиты параметром $\tau \in [0, P_{\text{ref}}]$ так, что $\mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau)$ — фазовое состояние на орбите в момент времени $t = \tau$ и $\mathbf{x}_{\text{ref}}(0) = \mathbf{x}_{\text{ref},0}$. Под окрестностью орбиты будем понимать область фазового пространства

$$\Omega_{\text{vic}} = \{\mathbf{x} = [\mathbf{r}, \mathbf{v}] \in \mathbb{R}^6 : \exists \tau \in [0, P_{\text{ref}}] \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{ref}}(\tau)\| \leq R_{\text{vic}}, \\ |\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{ref}}(\tau)| \leq V_{\text{vic}}\},$$

где $\mathbf{r}_{\text{ref}}(\tau)$ и $\mathbf{v}_{\text{ref}}(\tau)$ — положение и скорость в векторе $\mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau)$, а размеры окрестности по положению и скорости выбраны равными $R_{\text{vic}} = 100$ км, $V_{\text{vic}} = 0.1$ м/с. Наконец, будем считать, что состояние аппарата в моменты управления известно со среднеквадратичными ошибками $\sigma_r = 1$ км по положению и $\sigma_v = 0.01$ м/с по скорости.

Управление осуществляется следующим образом. Дана навигационная оценка состояния космического аппарата в окрестности орбиты. На основании этой оценки в соответствии с законом управления рассчитывается импульс скорости, нацеливающий аппарат в окрестность орбиты через четверть витка. Далее процесс управления повторяется. Задача состоит в поиске закона управления, поддерживающего таким образом движение в окрестности орбиты.

Сформулируем и решим эту задачу в терминах теории обучения с подкреплением. Состояние из теории обучения с подкреплением определим как фазовый вектор механической системы, то есть $\mathbf{s} = \mathbf{x} = [x, y, z, v_x, v_y, v_z]$.

Инициализация состояния в окрестности орбиты происходит следующим образом. Орбита дискретизируется, то есть представляется в виде конечного числа точек $\mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau_i)$, $i = 1, \dots, 1000$, с равномерным по τ разбиением. Случайным образом выбирается одна из 1000 точек $\mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau_i)$ и в соответствии с равномерным распределением в шаре радиуса 100 км вокруг нее генерируется отклонение по положению $\delta \mathbf{r}$, а в шаре радиуса 0.1 м/с — скорость $\delta \mathbf{v}$. Начальное состояние определяется как $\mathbf{s} = \mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau_i) + [\delta \mathbf{r}, \delta \mathbf{v}]$.

Траектория аппарата получается численным интегрированием уравнений движения. Для этого используется реализация метода Рунге — Кутты 8-го порядка с адаптивным шагом DOP853 [42]. Дискретный шаг представляет собой интегрирование уравнений движения на интервале времени $[0, P_{\text{ref}} / 4]$. Будем считать на этапе обучения, что эпизод состоит из одного шага. Из-за неустойчивости движения выбор большего числа шагов в эпизоде приводит к быстрому удалению траектории от орбиты и процесс обучения на получаемых данных затрудняется. Тестирование обученной стратегии можно осуществлять на эпизодах с большим числом шагов.

Функция вознаграждения определяется следующим образом:

$$r_1 = \max(-1, -|\Delta \mathbf{x}_1| \cdot 10^3),$$

где $|\Delta \mathbf{x}_1|$ — это минимальное расстояние в фазовом пространстве от проинтегрированного состояния $\mathbf{x}_1$ до орбиты, то есть

$$|\Delta \mathbf{x}_1| = \min_i |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau_i^*)|, i^* = \arg \min_i |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau_i)|.$$

Нормировочный коэффициент 10^3 и ограничение снизу -1 выставляются для того, чтобы значения вознаграждения лежали в интервале $[-1, 0]$. Нормировка и ограничение вознаграждения положительно влияют на процесс обучения и аппроксимацию функции ценности. Кроме того, ограничение функции вознаграждения позволяет определять объем выборки для достоверного оценивания суммарных вознаграждений (см. раздел 5), и чем меньше дисперсия суммарного вознаграждения, тем более устойчивым является процесс обучения. Так как эпизод состоит из одного шага, то суммарное вознаграждение за эпизод $R = r_1$.

Наблюдением считается вектор

$$\mathbf{o} = [(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau_{i^*})) \cdot 10^3, \cos \varphi_{i^*}, \sin \varphi_{i^*}] \in \mathbb{R}^8,$$

где оценка состояния $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \xi$, $\xi \sim \mathcal{N}(\mathbf{0}, \Sigma_{\text{nav}})$ — вектор ошибок определения состояния, $\Sigma_{\text{nav}} = \text{diag}(\sigma_r, \sigma_r, \sigma_r, \sigma_v, \sigma_v, \sigma_v)$ — ковариационная матрица ошибок навигации, $i^* = \arg \min_i |\mathbf{x}' - \mathbf{x}_{\text{ref}}(\tau_i)|$ — номер ближайшей к $\mathbf{x}'$ точки на орбите, $\varphi_{i^*} = 2\pi \cdot \tau_{i^*} / P_{\text{ref}}$, 10^3 — нормировочный коэффициент. Первые шесть компонент этого вектора представляют собой отклонение в фазовом пространстве от ближайшей точки на орбите. Две последние компоненты определяют абсолютное положение этой точки на орбите в пространстве.

Выбор такого вектора наблюдения вызван необходимостью нормирования входного вектора в функцию стратегии для сходимости процесса обучения. Выбор $\mathbf{o} = \mathbf{x} + \xi$ в качестве вектора наблюдения приводит к тому, что значения этого вектора распределены в относительно узкой окрестности орбиты и стратегия во время обучения не способна различить близкие значения этого вектора. Поэтому здесь предлагается использовать масштабированную локальную информацию об отклонении от орбиты и информацию об абсолютном положении точки, в окрестности которой происходит наблюдение. Выбор компонент $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ обусловлено желанием обеспечить периодичность управления по этому углу.

Действие и импульсы скорости свяжем равенством

$$\Delta \mathbf{v} = \mathbf{a} \cdot 6 \cdot 10^{-4} / \text{VU}.$$

Эта нормировка делается для того, чтобы значения компонент действия $\mathbf{a}$ лежали в пределах $[-1, 1]$, что способствует сходимости процесса оптимизации. Компоненты импульсов скорости лежат в пределах от -0.6 до 0.6 м/с. Нормировочный коэффициент подбирался автором вручную апостериорно. Модель для действий определим следующим образом:

$$\mathbf{a} = \mathbf{A}_2 \text{th}(\mathbf{A}_1 \mathbf{o} + \mathbf{a}_1) + \mathbf{a}_2,$$

где $\mathbf{o} \in \mathbb{R}^n$ — вектор наблюдения, а матрицы и векторы $\mathbf{A}_1 \in \mathbb{R}^{16 \times 8}$, $\mathbf{a}_1 \in \mathbb{R}^{16}$, $\mathbf{A}_2 \in \mathbb{R}^{3 \times 16}$, $\mathbf{a}_2 \in \mathbb{R}^3$ — обучаемые параметры модели. Модель функции ценности определим с похожей архитектурой:

$$V = \mathbf{b}_2 \text{th}(\mathbf{B}_1 \mathbf{o} + \mathbf{b}_1) + c_2,$$

где $\mathbf{B}_1 \in \mathbb{R}^{16 \times 8}$, $\mathbf{b}_1 \in \mathbb{R}^{16}$, $\mathbf{b}_2 \in \mathbb{R}^{16}$, $c_2 \in \mathbb{R}$. Модель действий имеет таким образом $16 \cdot 8 + 16 + 3 \cdot 16 +$

$+ 3 = 195$ параметров, модель функции ценности имеет $16 \cdot 8 + 16 + 1 \cdot 16 + 1 = 161$ параметр.

Обучение моделей произведем с помощью реализации метода PPO из библиотеки stable-baselines3. Объем выборки для аппроксимации среднего значения функционала R (опция `n_steps`) выберем равным 10000. Число итераций градиентного метода для коррекции весов нейросетевых моделей (опция `n_epochs`) выберем равным 30, а скорость обучения (опция `learning_rate`) — 0.005. Обучение будем производить на центральном процессоре и завершим, когда число дискретных шагов достигнет 10 млн (опция `total_timesteps`).

На рис. 5 показано среднее суммарное вознаграждение за эпизод как функция шага. Вознаграждение в среднем растет по мере обучения моделей и в конце оптимизации колеблется на величину ± 0.01 и в среднем равно 0.29. На рис. 6 изображен график зависимости от номера шага

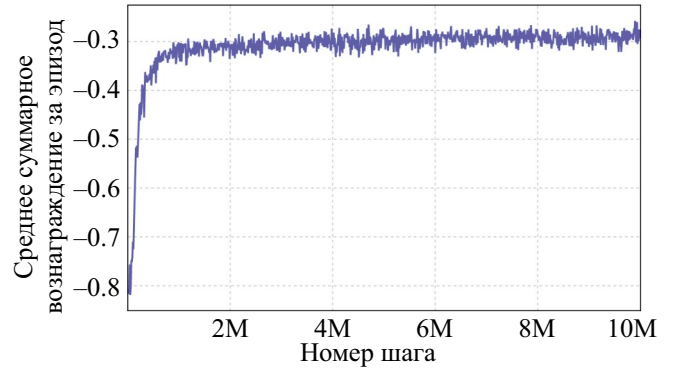


Рис. 5. Среднее вознаграждение за эпизод в зависимости от шага.

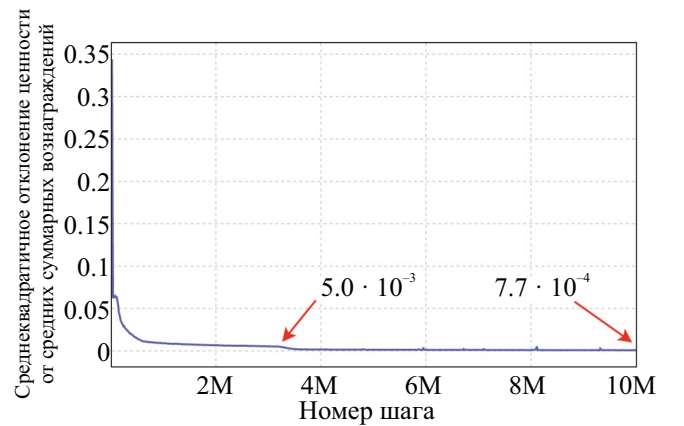


Рис. 6. Среднеквадратичное отклонение модели функции ценности от средних суммарных вознаграждений.

среднеквадратичного отклонения модели функции ценности от средних суммарных вознаграждений. Отклонение падает с ростом числа шагов, финальное значение равно $7.7 \cdot 10^{-4}$. Указано также значение отклонения после первого плато значений: $5.0 \cdot 10^{-3}$.

Оценка качества обученной модели управления производилась в эпизодах с последовательными 4 шагами (полный виток в окрестности орбиты). Оценивалась вероятность выхода аппарата за окрестность орбиты в результате маневрирования, а также затраты характеристической скорости на каждый импульс. Так как значение вероятности принадлежит интервалу $[0,1]$, для оценивания ее с точностью 0.1% на уровне доверия 99.9% согласно табл. 1 достаточно произвести 3800452 измерения (шага), что соответствует 950113 эпизодам. Максимальное значение импульса скорости равно $\sqrt{3 \cdot 0.6^2} \leq 1.04$ м/с, поэтому для оценки затрат скорости с точностью до 0.001 м/с достаточно смоделировать $950113 \cdot 1.04^2 = 1027643$ эпизода.

В итоге было смоделировано 1 028 000 эпизодов. Результаты оценок промаха по положению

мимо окрестности орбиты и затраты характеристической скорости приведены в табл. 2–5. Здесь q_0 — минимальное значение величины из встреченных; $q_{0.25}$ — величина, ниже которой находятся 25% встреченных величин; $q_{0.5}$ — медиана; $q_{0.75}$ — величина, выше которой находятся 25% встреченных величин; q_1 — максимальное значение величины из встреченных; μ — среднее арифметическое всех величин. Средние затраты характеристической скорости для каждого импульса равны:

- 1) первый импульс: 0.229 ± 0.001 м/с с вероятностью не менее 99.9%,
- 2) второй импульс: 0.265 ± 0.001 м/с с вероятностью не менее 99.9%,
- 3) третий импульс: 0.192 ± 0.001 м/с с вероятностью не менее 99.9%,
- 4) четвертый импульс: 0.143 ± 0.001 м/с с вероятностью не менее 99.9%.

Так как суммарные затраты топлива за виток ограничены величиной 4.16 м/с, то с учетом $n = 1028000$ в соответствии с неравенством Хефдинга можно рассмотреть $\varepsilon = 0.008$ и

Таблица 2. Квантили и средние значения распределений промаха по положению мимо орбиты Δr и затраты характеристической скорости Δv после первого импульса

	q_0	$q_{0.25}$	$q_{0.5}$	$q_{0.75}$	q_1	μ
Δr , км	0.2811	30.3540	45.7622	61.7558	158.6183	46.5785
Δv , м/с	0.0002	0.1307	0.2074	0.3055	0.8137	0.2288

Таблица 3. Квантили и средние значения распределений промаха по положению мимо орбиты Δr и затраты характеристической скорости Δv после второго импульса

	q_0	$q_{0.25}$	$q_{0.5}$	$q_{0.75}$	q_1	μ
Δr , км	0.1526	20.4551	32.5251	46.4348	224.4787	34.5548
Δv , м/с	0.0004	0.1629	0.2531	0.3563	0.8485	0.2655

Таблица 4. Квантили и средние значения распределений промаха по положению мимо орбиты Δr и затраты характеристической скорости Δv после третьего импульса

	q_0	$q_{0.25}$	$q_{0.5}$	$q_{0.75}$	q_1	μ
Δr , км	0.2323	14.9570	23.1509	34.4176	769.9048	25.8457
Δv , м/с	0.0002	0.1077	0.1760	0.2569	0.8485	0.1916

Таблица 5. Квантили и средние значения распределений промаха по положению мимо орбиты Δr и затраты характеристической скорости Δv после четвертого импульса

	q_0	$q_{0.25}$	$q_{0.5}$	$q_{0.75}$	q_1	μ
Δr , км	0.1354	11.9981	17.7098	25.5513	3717.2211	20.2541
Δv , м/с	0.0002	0.0740	0.1216	0.1914	0.8485	0.1430

$p = 2\exp(-2\varepsilon^2 n) = 0.001$, то есть 0.829 ± 0.008 м/с с вероятностью не менее 99.9%. Экстраполяция этих значений на один год дает 25.21 ± 0.25 м/с. Для сравнения, поддержание близкой по размерам орбиты в миссии *ARTEMIS* в годовом выражении потребовало порядка 7.39 м/с [43]. Затраты на поддержание можно уменьшить, если добавить в вознаграждение затраты скорости на импульс и выбрать коэффициент перед соответствующим слагаемым. В настоящей работе такое исследование не проводится.

Результаты оценки вероятности выйти за пределы окрестности орбиты по положению (отклонение более 100 км) получились следующими:

- 1) после первого импульса: $0.4\% \pm 0.1\%$ с вероятностью не менее 99.9%,
- 2) после второго импульса: $0.2\% \pm 0.1\%$ с вероятностью не менее 99.9%,
- 3) после третьего импульса: $0.05\% \pm 0.1\%$ с вероятностью не менее 99.9%,
- 4) после четвертого импульса: $0.1\% \pm 0.1\%$ с вероятностью не менее 99.9%.

Вероятность выйти за пределы окрестности орбиты на произвольном шаге равна $0.2\% \pm 0.1\%$ с вероятностью не менее 99.9%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирована методика сведения общей задачи оптимального управления космическим аппаратом к задаче машинного обучения с подкреплением. Методика состоит из нескольких шагов: 1) определение состояния и действия в терминах переменных механической задачи; 2) определение распределения начальных фазовых состояний; 3) определение дискретного шага системы; 4) определение функции вознаграждения; 5) определение модели восприятия; 6) определение модели управления. Приведены строгие подходы к оценке математического ожидания случайных величин и вероятности наступления событий на основе неравенства Хефдинга. Рассмотрены два примера применения методики: 1) к простой динамической системе, 2) к задаче поддержания неустойчивой орбиты вокруг точки либрации. В первом примере показана близость получаемых решений к теоретическим значениям. Во втором примере приведены результаты обучения моделей управления, строго оценены средние затраты характеристической скорости и вероятность неудачи поддержания орбиты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Понтрягин Л.В. Принцип максимума в оптимальном управлении. Москва: Едиториал УРСС, 2004.
2. Александров В.В., Болтянский В.Г., Лемак С.С. и др. Оптимальное управление движением. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
3. Егоров А.И. Основы теории управления. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
4. Беллман Р., Калаба Р. Динамическое программирование и современная теория управления. Москва: Наука, 1969.
5. Bertsekas D.P. Dynamic programming and optimal control. Volume I. Belmont: Athena Scientific, 2005.
6. Bertsekas D.P. Dynamic programming and optimal control. Volume II. Belmont: Athena Scientific, 2007.
7. Саммон Р.С., Барто Э.Г. Обучение с подкреплением. Москва: Бином. Лаборатория знаний, 2017.
8. Bertsekas D.P. Reinforcement learning and optimal control. Belmont: Athena Scientific, 2019.
9. Kamalapurkar R., Walters P., Rosenfeld J. et al. Reinforcement Learning for Optimal Feedback Control. A Lyapunov-Based Approach. Cham: Springer, 2018.
10. Gurfil P., Idan M., Kasdin N.J. Adaptive neural control of deep-space formation flying // J. Guidance, Control, and Dynamics. 2003. V. 26. Iss. 3. P. 491–501. DOI: <https://dx.doi.org/10.2514/2.5072>.
11. Leeghim H., Choi Y., Bang H. Adaptive attitude control of spacecraft using neural networks // Acta Astronautica. 2009. V. 64. Iss. 7–8. P. 778–786. DOI: <https://dx.doi.org/10.1016/j.actaastro.2008.12.004>.
12. Zeng W., Wang Q. Learning from adaptive neural network control of an underactuated rigid spacecraft // Neurocomputing. 2015. V. 168. P. 690–697. DOI: <https://dx.doi.org/10.1016/j.neucom.2015.05.055>.
13. Li S., Jiang X. RBF neural network based second-order sliding mode guidance for Mars entry under uncertainties // Aerospace Science and Technology. 2015. V. 43. P. 226–235. DOI: <https://dx.doi.org/10.1016/j.ast.2015.03.006>.
14. Wang C., Hill D.J. Deterministic learning theory for identification, recognition, and control. Boca Raton: CRC Press, 2010.
15. Bertsekas D.P., Tsitsiklis J.N. Neuro-Dynamic Programming. Belmont: Athena Scientific, 1996.
16. Shirobokov M., Trofimov S., Ovchinnikov M. Survey of machine learning techniques in spacecraft control design // Acta Astronautica. 2021. V. 186. P. 87–97. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.05.018>.
17. Gaudet B., Linares R., Furfaro R. Terminal adaptive guidance via reinforcement meta-learning: Applications to autonomous asteroid close-proximity operations // Acta Astronautica. 2020. V. 171. P. 1–13. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.02.036>.
18. Gaudet B., Linares R., Furfaro R. Adaptive guidance and integrated navigation with reinforcement meta-learning // Acta Astronautica. 2020.

- V. 169. P. 180–190. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.01.007>.
19. *Scorsoglio A., D'Ambrosio A., Ghilardi L. et al.* Image-based deep reinforcement meta-learning for autonomous lunar landing // J. Spacecraft and Rockets. 2022. V. 59. Iss. 1. P. 153–165. DOI: <https://doi.org/10.2514/1.A35072>.
20. *Gaudet B., Linares R., Furfaro R.* Six degree-of-freedom body-fixed hovering over unmapped asteroids via LIDAR altimetry and reinforcement meta-learning // Acta Astronautica. 2020. V. 172. P. 90–99. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.03.026>.
21. *Лудов М.Л., Ляхова В.А.* Гарантирующий синтез управления для стабилизации движения космического аппарата в окрестности неустойчивых точек либрации // Космические исследования. 1992. Т. 30. № 5. С. 579–595.
22. *Silver D., Lever G., Heess N. et al.* Deterministic policy gradient algorithms // Proc. 31st International Conference on Machine Learning. 2014. V. 32. Iss. 1. P. 387–395. URL: <http://proceedings.mlr.press/v32/silver14.html>.
23. *Mnih V., Badia A.P., Mirza M. et al.* Asynchronous Methods for Deep Reinforcement Learning // Proc. 33rd International Conference on Machine Learning. 2016. V. 48. P. 1928–1937. URL: <https://proceedings.mlr.press/v48/mniha16.html>.
24. *Schulman J., Wolski F., Dhariwal P. et al.* Proximal Policy Optimization Algorithms // arXiv preprint. 2017. 1707.06347. URL: <https://arxiv.org/abs/1707.06347>.
25. *Moriarty D.E., Schultz A.C., Grefenstette J.J.* Evolutionary algorithms for reinforcement learning // J. Artificial Intelligence Research. 1999. V. 11. P. 241–276.
26. *Sehgal A., La H., Louis S. et al.* Deep reinforcement learning using genetic algorithm for parameter optimization // Proc. 3rd IEEE International Conference on Robotic Computing (IRC 2019). P. 596–601. DOI: <https://doi.org/10.1109/IRC.2019.00121>.
27. *Sutton R.S., McAllester D.A., Singh S.P. et al.* Policy gradient methods for reinforcement learning with function approximation // Advances in Neural Information Processing Systems 12 (NIPS 1999). 1999. P. 1057–1063. URL: <https://proceedings.neurips.cc/paper/1999/file/464d828b85b0bed98e80ade0a5c43b0f-Paper.pdf>.
28. *Cybenko G.* Approximation by superpositions of a sigmoidal function // Mathematics of Control, Signals, and Systems. 1989. V. 2. Iss. 4. P. 303–314. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF02551274>.
29. *Leshno M., Lin V.Ya., Pinkus A. et al.* Multilayer feed-forward networks with a nonpolynomial activation function can approximate any function // Neural Networks. 1993. V. 6. Iss. 6. P. 861–867. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0893-6080\(05\)80131-5](https://doi.org/10.1016/S0893-6080(05)80131-5).
30. *Pinkus A.* Approximation theory of the MLP model in neural networks // Acta Numerica. 1999. V. 8. P. 143–195. DOI: <https://doi.org/10.1017/S0962492900002919>.
31. *Kidger P., Lyons T.* Universal Approximation with Deep Narrow Networks // Proc. Machine Learning Research. 2020. V. 125. P. 1–22. URL: <http://proceedings.mlr.press/v125/kidger20a/kidger20a.pdf>.
32. *Hoeffding W.* Probability inequalities for sums of bounded random variables // J. American Statistical Association. 1963. V. 58. Iss. 301. P. 13–30. DOI: <https://doi.org/10.1080/01621459.1963.10500830>.
33. Gymnasium // Веб-страница документации программной библиотеки Gymnasium (<https://gymnasium.farama.org/index.html>). Просмотрено: 18.09.2023.
34. Stable-Baselines3 // Веб-страница документации программной библиотеки Stable-Baselines3 (<https://stable-baselines3.readthedocs.io/en/master/>). Просмотрено: 18.09.2023.
35. Pytorch // Сайт программной библиотеки Pytorch (<https://pytorch.org/>). Просмотрено: 18.09.2023.
36. *Jones D.R., Schonlau M., Welch W.J.* Efficient global optimization of expensive black-box functions // Journal of Global optimization. 1998. V. 13. P. 455–492. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1008306431147>.
37. *Bergstra J.S., Bardenet R., Bengio Y. et al.* Algorithms for Hyper-Parameter Optimization // Advances in Neural Information Processing Systems 24 (NIPS 2011). 2011. P. 2546–2554. URL: https://papers.nips.cc/paper_files/paper/2011/file/86e8f7ab32cfd12577bc2619bc635690-Paper.pdf.
38. *Akiba T., Sano S., Yanase T. et al.* Optuna: A next-generation hyperparameter optimization framework // Proc. 25th ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery & Data Mining. 2019. P. 2623–2631. DOI: <https://doi.org/10.1145/3292500.3330701>.
39. *Liaw R., Liang E., Nishihara R. et al.* Tune: A research platform for distributed model selection and training // arXiv preprint. 2018. 1807.05118. URL: <https://arxiv.org/pdf/1807.05118.pdf>.
40. *Balandat M., Karrer B., Jiang D. et al.* BoTorch: A framework for efficient Monte-Carlo Bayesian optimization // Advances in Neural Information Processing Systems 33. 2020. P. 21524–21538. URL: <https://proceedings.neurips.cc/paper/2020/file/f5b1b89d98b7286673128a5fb112cb9a-Paper.pdf>.
41. *Bergstra J., Yamins D., Cox D.D.* Making a Science of Model Search: Hyperparameter Optimization in Hundreds of Dimensions for Vision Architectures // Proc. 30th International Conference on Machine Learning. 2013. V. 28. P. 115–123. URL: <http://proceedings.mlr.press/v28/bergstra13.pdf>.
42. *Hairer E., Wanner G.* Solving Ordinary Differential Equations I. Nonstiff Problems. Heidelberg: Springer, 2008.
43. *Folta D.C., Pavlak T.A., Haapala A.F. et al.* Earth–Moon Libration Point Orbit Stationkeeping: Theory, Modeling, and Operations // Acta Astronautica. 2014. V. 94. Iss. 1. P. 421–433.

УДК 550.388.2

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ СДВ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ И МАГНИТОМЕТРОВ

© 2024 г. С. А. Рябова^{1, 2, *}, В. А. Пилипенко¹, Г. М. Коркина³, М. С. Соловьева¹,
Ю. В. Поклад²

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук, Москва, Россия

²Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского Российской академии наук, Москва, Россия

³Геофизическая служба РАН, Камчатский филиал, Петропавловск-Камчатский, Россия

*ryabovasa@mail.ru

Поступила в редакцию 05.10.2023 г.

После доработки 02.11.2023 г.

Принята к публикации 07.11.2023 г.

Орбитальные рентгеновские и гамма-телескопы зарегистрировали 9.X.2022 самый мощный из когда-либо наблюдаемых взрывов во Вселенной — гамма-всплеск GRB221009A. Отклик ионосферы Земли на это уникальное событие был обнаружен в принимаемых сигналах сверхдлинноволновых (СДВ) радиотрасс, проходящих как через дневную, так и ночную ионосферу. Возмущение в ночном секторе наблюдалось как внезапное уменьшение амплитуды до 7 дБ и резкий скачок фазы сигнала до 20...30°. В дневном секторе были обнаружены менее выраженные скачки амплитуды до 1.5 дБ. На магнитометрах в момент вспышки в ночные часы отмечено лишь появление слабого всплеска геомагнитного поля ~0.5 нТл. В дневные часы наблюдался изолированный геомагнитный импульс с амплитудой до 1 нТл. Появление геомагнитного отклика на гамма-вспышку представляется удивительным, т.к. ее излучение создает дополнительную ионизацию в стратосфере, существенно ниже проводящего Е-слоя ионосферы. Зарегистрированное событие показало, что внегалактические гамма-всплески вызывают заметное возмущение в земной ионосфере, а покрывающую нижнюю ионосферу сеть СДВ-радиотрасс можно рассматривать как гигантский гамма-детектор.

DOI: 10.31857/S0023420624050096, EDN: IGZPMB

ВВЕДЕНИЕ

Гамма-всплески (Gamma Ray Burst — GRB) представляют собой интенсивные вспышки гамма-излучения, которые обычно длятся от долей секунды до нескольких минут. Эти явления были случайно обнаружены в 1960-х гг. орбитальными детекторами, следящими за ядерными испытаниями в атмосфере [1]. Также гамма-вспышки выступают индикаторами космических катастроф в других галактиках. Например, GRB могут быть вызваны взрывом сверхновой звезды, порождающим черную дыру. При образовании черной дыры возникают мощные потоки частиц со световой скоростью, которые взаимодействуют с оставшимся веществом звезды-предшественника, испуская рентгеновские и гамма-лучи.

Энергия гамма-всплесков крайне велика: за несколько секунд они могут излучать столько же энергии, сколько Солнце излучает за 10 млрд лет своей жизни. Мощность GRB обусловлена коллимированностью их излучения — энергия взрыва оказывается сконцентрированной в очень узком направлении. Если луч направлен в сторону наблюдателя, достаточно яркую вспышку гамма-излучения можно обнаружить рентгеновскими телескопами даже с расстояния многих миллиардов световых лет [2].

С тех пор было выполнено много спутниковых наблюдений, в которых регистрировались гамма-всплески [например, 3, 4]. Позже было выяснено, что гамма-вспышки могут вызываться высотными грозowymi разрядами в результате тормозного излучения электронов, ускоренных

до релятивистских скоростей в электрическом поле разряда (т.н. Terrestrial Gamma Flashes – TGF) [5, 6]. Гамма-излучение также составляет высокоэнергетическую часть излучения солнечных вспышек [7].

Телескоп Gemini зарегистрировал 9.X.2022 самый мощный из наблюдавшихся взрывов во Вселенной — гамма-всплеск GRB221009A, который произошел на расстоянии 2.4 млрд световых лет от Земли [8]. Это уникальное событие было также обнаружено с помощью орбитальных рентгеновских и гамма-телескопов [9, 10]. Гамма-всплеск содержал в своем спектре фотоны самых высоких энергий из когда-либо обнаруженных, достигавших 18 ТэВ [11]. На сегодняшний день имеются данные всего о нескольких таких событиях с энергией излучения в ТэВ-диапазоне, и GRB221009A оказалась первой вспышкой с энергией выше 10 ТэВ.

Несмотря на колоссальное удаление от Земли, ионосферные отклики на внегалактические катастрофы регистрируются системами радиопросвечивания нижней ионосферы на сверхдлинноволновых (СДВ) радиотрассах от очень

низкочастотных (ОНЧ, частоты порядка десятков килогерц) передатчиков. С помощью СДВ-радиопросвечивания были обнаружены ионосферные отклики на такие уникальные внегалактические события как вспышка магнетара [12, 13] и GRB [14]. Исключительно мощный всплеск GRB221009A создал ионосферное возмущение, которое было заметно на СДВ-радиотрассах как в ночные, так и дневные часы [15, 16].

Оказалось, что гамма-вспышку GRB221009A зарегистрировала и система радиопросвечивания нижней ионосферы по СДВ-трассам с приемником на полуострове Камчатка. Хотя эта система создавалась для дистанционного обнаружения землетрясений [17, 18] и цунами [19], ее чувствительность оказалась достаточной для регистрации вспышки сверхновой. В настоящей работе приводятся результаты регистрации этого уникального события. Данные ионосферного зондирования дополнены наблюдениями на мировой сети магнитометров.

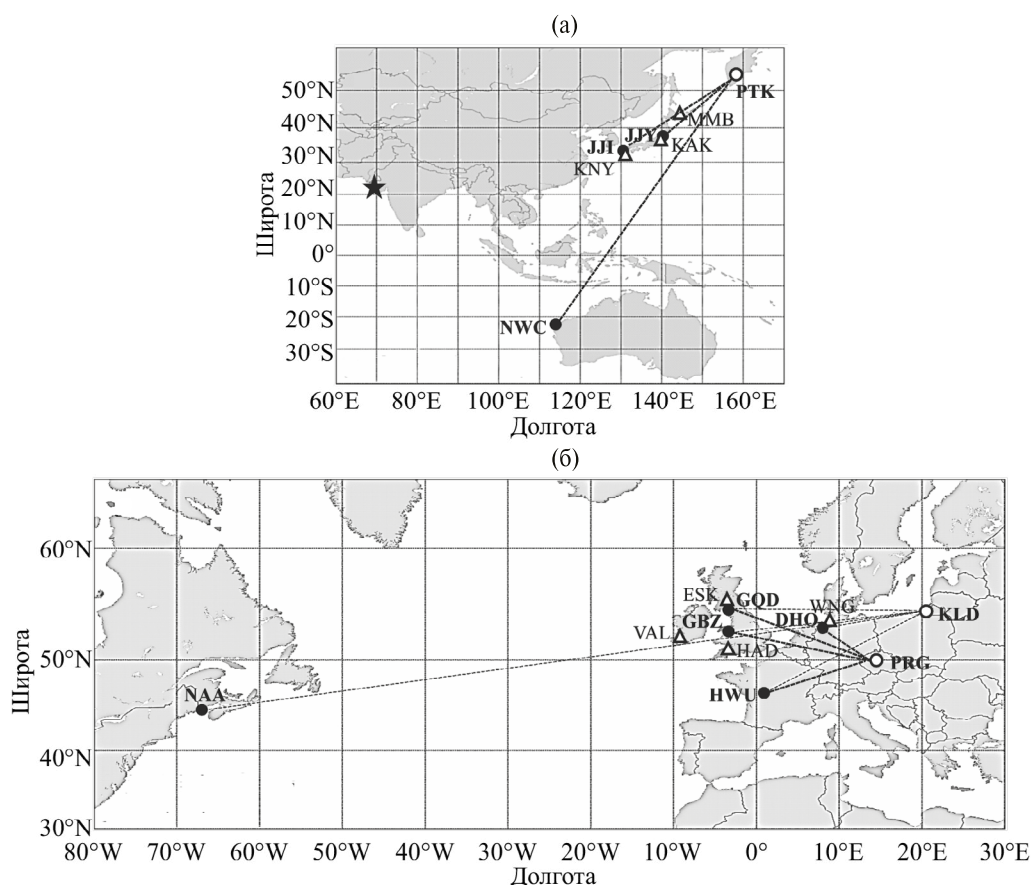


Рис. 1. Схема СДВ радиотрасс, контролируемых (а) приемником в г. Петропавловске-Камчатском (РТК), (б) приемниками в г. Праге (PRG) и в г. Калининграде (KLD). Большой звездочкой показана подвспышечная точка.

СПУТНИКОВЫЕ И НАЗЕМНЫЕ ДАННЫЕ

Одним из космических телескопов, зарегистрировавших GRB221009A, стал *Solar Orbiter*. Этот космический аппарат (КА) Европейского Космического Агентства начал работать в 2021 г. Околосолнечная орбита *Solar Orbiter* приближается к Солнцу до 42 млн км, ближе орбиты Меркурия. Для проведения наблюдений спутник оснащен целым рядом различных инструментов, в том числе детектором STIX (Spectrometer Telescope for Imaging X-rays) для регистрации рентгеновского и гамма-излучения в нескольких энергетических каналах [20], данные которого использованы в работе.

Изучение данных регистрации в двух диапазонах энергий жесткого (0.05...0.4 нм) и мягкого (0.1...0.8 нм) потоков рентгеновского излучения с геостационарных спутников *GOES-14*, -15 и данных в ультрафиолетовом излучении в полосе 5...20 нм КА *GOES-13* к обнаружению отклика на всплеск GRB221009A не привело. Также были

проанализированы результаты регистрации ОНЧ-сигналов от разных передатчиков, принимаемые приемником геофизического комплекса на Камчатке в г. Петропавловске-Камчатском (РТК). Непрерывная работа этой системы поддерживается силами сотрудников Камчатского филиала Федерального исследовательского центра «Единая геофизическая служба РАН» [21]. Схема радиотрасс показана на рис. 1а. Приемник ОНЧ ведет с шагом 20 с запись амплитуды (в децибелах) и фазы (в градусах) принимаемых сигналов.

Для контроля возможных ионосферных возмущений в дневные часы был проведен анализ данных регистрации ОНЧ-сигналов от разных передатчиков, принимаемых приемниками в Чехии, в г. Праге (PRG) и в г. Калининграде (KLD). Измерения в обоих пунктах выполняются в непрерывном режиме с 2021 г. Схема используемых в настоящей работе радиотрасс показана на рис. 1б. Приемник ОНЧ, расположенный в Праге, записывает с шагом в 5 с амплитуду

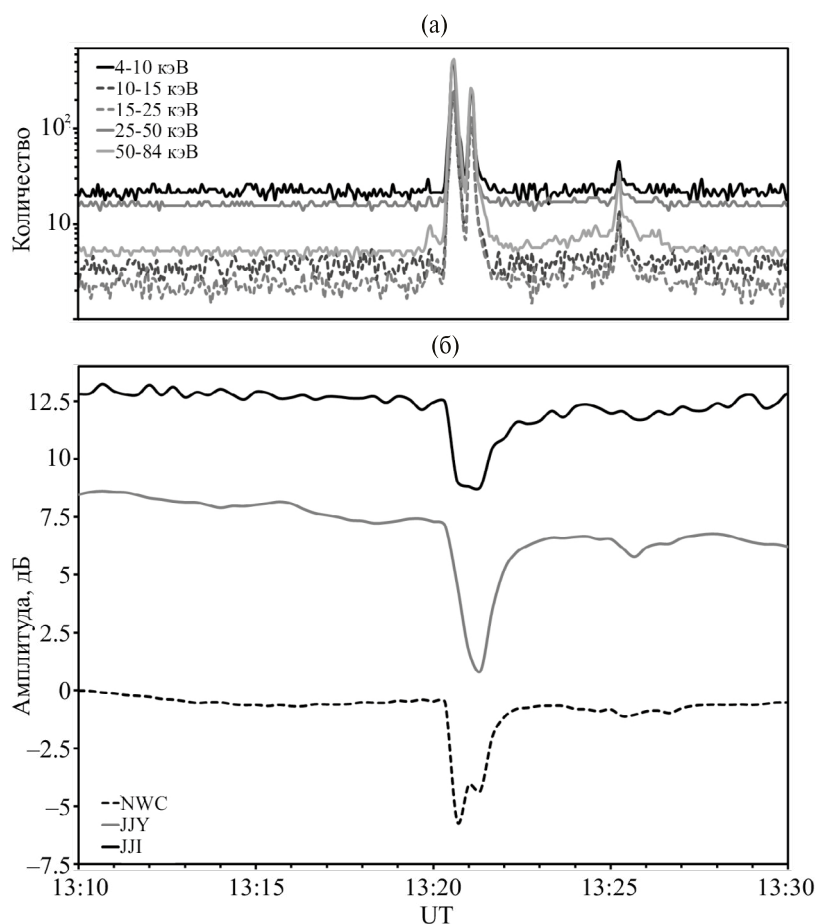


Рис. 2. Вариации гамма-излучения в разных энергетических каналах по данным прибора STIX (а) и вариации амплитуды сигнала, принимаемого в РТК по трассам JJY, JJI и NWC (б).

(в децибелах) принимаемых сигналов. Приемник ОНЧ, в Калининграде, регистрирует и амплитуду (в децибелах) и фазу (в градусах) принимаемых сигналов с шагом в 1 с.

Подвспышечная область Земли приходилась на Индию, а подсолнечная точка находилась в Атлантическом океане. В настоящей работе рассматриваются ночные радиотрассы, проходящие через Японию и Юго-Восточную Азию (приемник в г. Петропавловске-Камчатском), и дневные радиотрассы, проходящие через Европу и Атлантику (приемники в г. Праге и Калининграде).

Ионосферные наблюдения дополнены односекундными и одномоментными данными магнитометров INTERMAGNET в том же регионе, что и СДВ-радиотрассы. Положение магнитных станций показано на рис. 1.

ИОНОСФЕРНЫЙ ОТКЛИК НА GRB

Самый мощный всплеск гамма-излучения во всех 5 энергетических каналах от 4 до 84 кэВ был зарегистрирован детектором STIX примерно в

13:20 UT (рис. 2). Всплеск имел характер двойного импульса с суммарной длительностью ~1.5 мин. Более слабый и короткий всплеск зарегистрирован в 13:25 UT.

Внезапное возмущение ночной ионосферы Земли наблюдалось на трассах, наиболее близких к Индийскому океану — JJY, JJI, NWC. Вариации амплитуды сигнала на этих трассах показаны на рис. 2. Возмущение на всех радиотрассах проявилось как внезапное уменьшение амплитуды сигнала ~2...7 дБ. Сигнал от передатчика VTX в Индии довольно слабый, и в нем возмущение амплитуды сигнала было наиболее слабым.

Более детально возмущение амплитуды и фазы на отдельных радиотрассах JJY и NWC показаны на рис. 3. Скачок фазы здесь достигает ~10...30°.

При солнечных вспышках максимум возмущения на радиотрассе запаздывает на 2...3 мин относительно максимума рентгеновского потока. В данном событии задержка между максимумами потока гамма-квантов и скачка амплитуды СДВ-сигнала составляет ~30 с для NWC

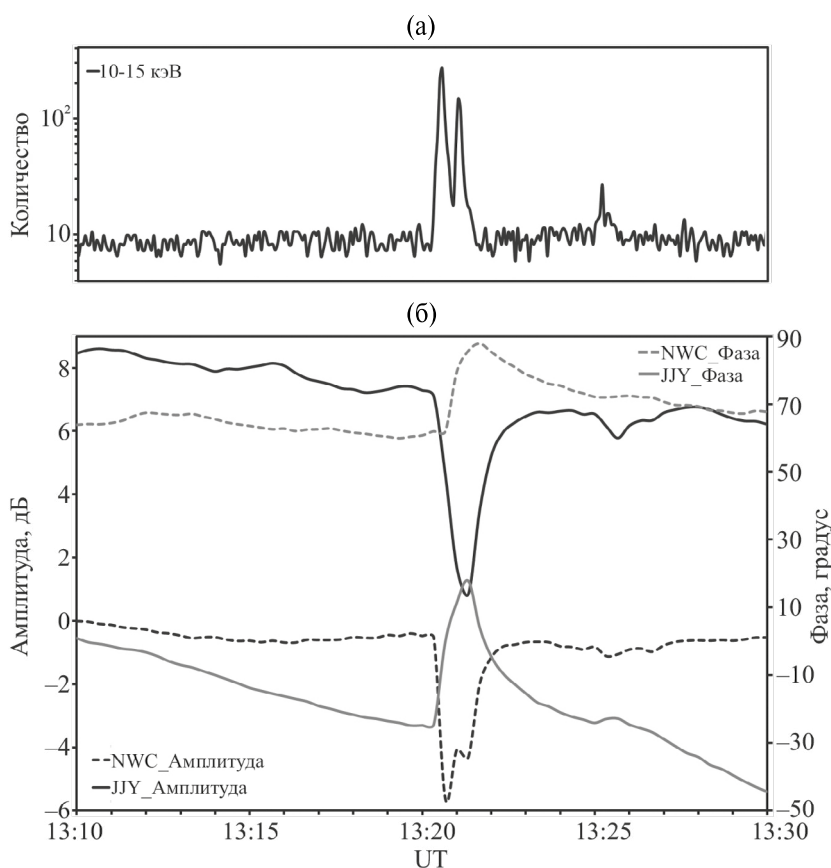


Рис. 3. Вариации гамма-излучения в энергетическом канале 10...15 кэВ по данным прибора STIX (а) и возмущения амплитуды и фазы на радиотрассах JJY и NWC (б).

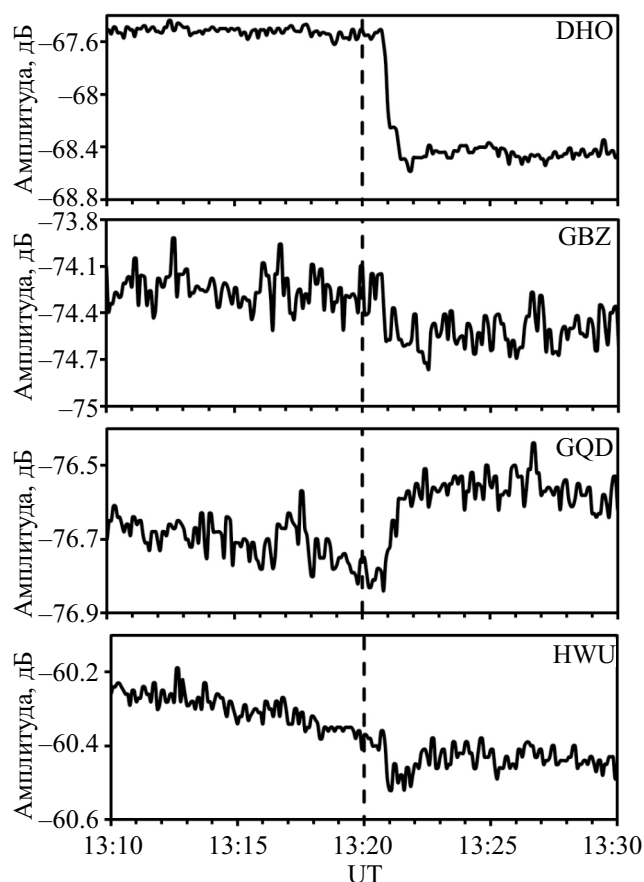


Рис. 4. Вариации амплитуды сигнала, принимаемого в PRG по трассам DHO, GBZ, GQD и HWU. Вертикальный пунктир показывает момент гамма-вспышки.

и ~80 с для JJY, а задержка между максимумом гамма-всплеска и скачком фазы ~80 с для NWC и JJY. Время восстановления до предвспышечного уровня амплитуды сигнала составляет ~2...3 мин и для фазы ~5 мин.

Из трасс СДВ, принимаемых приемником PRG, через освещенную ионосферу проявилась реакция на гамма-вспышку (рис. 4). Амплитуда сигнала ведет себя по-разному. В части случаев происходит скачкообразное падение амплитуды, в частности, на трассах DHO, GBZ, NWU уменьшение амплитуды равно ~1.1, ~0.5 и ~0.2 дБ соответственно. На некоторых трассах происходит небольшое увеличение амплитуды, например, на трассе GQD амплитуда увеличивается на ~0.3 дБ.

На трассах, принимаемых в KLD, также проявилась реакция на гамма-вспышку (рис. 5). На трассах GBZ, GQD, NAA в момент вспышки наблюдалось резкое увеличение фазы. Хотя на некоторых трассах DHO, HWU эффект очень слабый.

Амплитуда сигнала ведет себя по-разному. В части случаев происходит положительный скачок (DHO, NAA) в момент гамма-вспышки, а на некоторых трассах происходит небольшое падение амплитуды (GBZ, GQD, HWU).

ГЕОМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК НА ВЗРЫВ СВЕРХНОВОЙ

Для поисков геомагнитного отклика на вспышку в ночной полусфере были отобраны данные магнитометров в северном полушарии — MMB, KAK, KNY (рис. 1a). Магнитограммы горизонтальных X -, Y -компонент этих станций с удаленным трендом показаны на рис. 6. Во время гамма-вспышки в ночной полусфере можно отметить лишь появление слабого всплеска геомагнитного поля с амплитудой <0.5 нТл и длительностью ~1...2 мин на уровне фоновых вариаций.

В дневной полусфере на станциях сети INTERMAGNET (ESK, HAD, VAL, WNG — рис. 1б) отчетливо виден уединенный импульс с амплитудой по X -компоненте до ~0.5 нТл, и по Y -компоненте до 0.8 нТл длительностью 5...7 мин (рис. 7).

ОБСУЖДЕНИЕ

Принятый сигнал от удаленных ОНЧ-передатчиков представляет собой сумму земной волны и многоскачковых сигналов волновода Земля — ионосфера. Ионизация нижней ионосферы комптоновскими электронами гамма-квантов изменяет отражение / поглощение ионосферной волны, что приводит к модификации интерференционной картины и изменению амплитуды / фазы зондирующего сигнала. В результате, амплитуда и фаза сигнала могут как увеличиваться, так и уменьшаться [22]. Обычно при солнечных рентгеновских вспышках амплитуда сигнала на трассах приемника РТК резко увеличивалась [23, 24]. В анализируемом событии воздействие гамма-вспышки вызвало резкое падение амплитуды принимаемого СДВ-сигнала. Время восстановления фазы до довспышечного уровня ~300 с примерно соответствует времени рекомбинации ионизированных ионов на высотах ~70 км.

По представленным данным величина возмущения амплитуды от этой гамма-вспышки на СДВ-радиотрассах в ночном секторе (до 7 дБ) превосходила возмущение, которое наблюдалось в дневные часы. Поскольку электронная концентрация в нижней ионосфере мала в ночные часы, то дополнительную ионизацию от

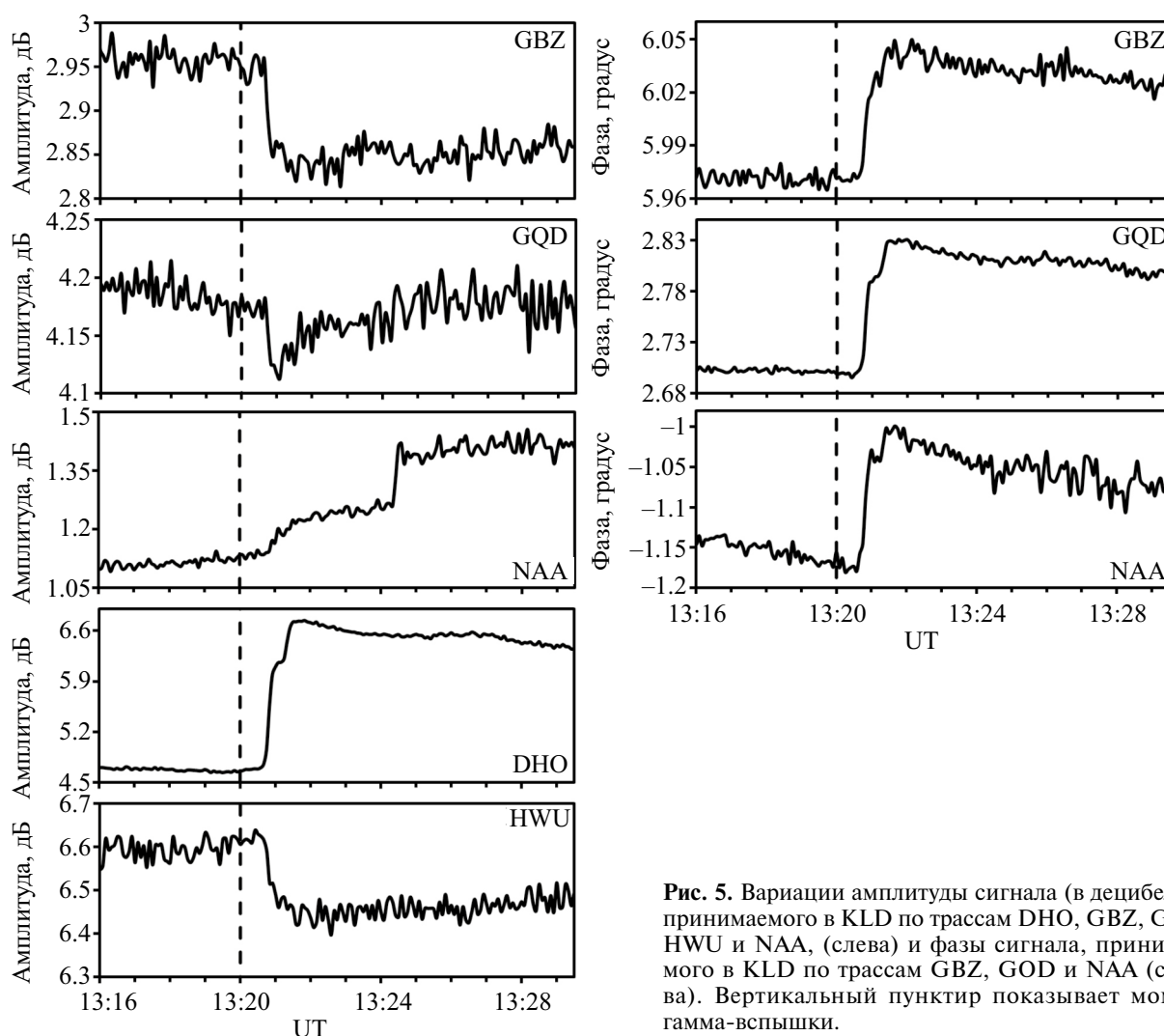


Рис. 5. Вариации амплитуды сигнала (в децибелах), принимаемого в KLD по трассам DHO, GBZ, GOD, HWU и NAA, (слева) и фазы сигнала, принимаемого в KLD по трассам GBZ, GOD и NAA (справа). Вертикальный пунктир показывает момент гамма-вспышки.

внегалактических источников легче обнаружить именно в этот период. Однако исключительно мощный всплеск GRB221009A создал ионосферное возмущение, которое было заметно даже на СДВ-радиотрассе в дневные часы [15, 16].

Вспышка может давать наибольшую ионизацию на разных высотах в зависимости от ее энергетического спектра. Фотоны разной энергии ионизируют атмосферу — ионосферу на разных высотах: ультрафиолетовое излучение ионизирует F-область, мягкое рентгеновское излучение (с длиной волны 1...10 нм) — E-слой, жесткое рентгеновское излучение (0.1–1 нм) достигает D-области [25]. Гамма-излучение с энергией >20 кэВ проникает через ионосферу в верхние слои атмосферы и поглощается на высотах <60 км. На высотах D-слоя (70...80 км), в наибольшей степени влияющего на распространение СДВ-радиосигналов, поглощаются фотоны с энергией ~5 кэВ. Гамма-всплеск GRB221009A

оказался способен дополнительно ионизировать как высоты стратосферы (40...60 км), так и D-слой (70...80 км). Если вклад мягкого рентгена в спектр гамма-вспышки GRB221009A мал, то ионизация E-слоя будет невелика.

Количественная интерпретация зарегистрированных эффектов возможна с помощью численных моделей модификации атмосферы — ионосферы под действием гамма-излучения с заданным спектром и последующего расчета распространения сигнала вдоль заданной радиотрассы. Такие расчеты были проведены для радиотрассы Гавайи — Антарктида в ночные часы, модифицированной воздействием гамма-вспышки, вызванной магнетаром [13]. Согласно расчетам наблюдаемое падение амплитуды на ~20 дБ и скачок фазы на ~65° были вызваны увеличением плотности плазмы на высоте 80 км на 50 см^{-3} . Для согласования результатов расчета с наблюдениями было сделано допущение о

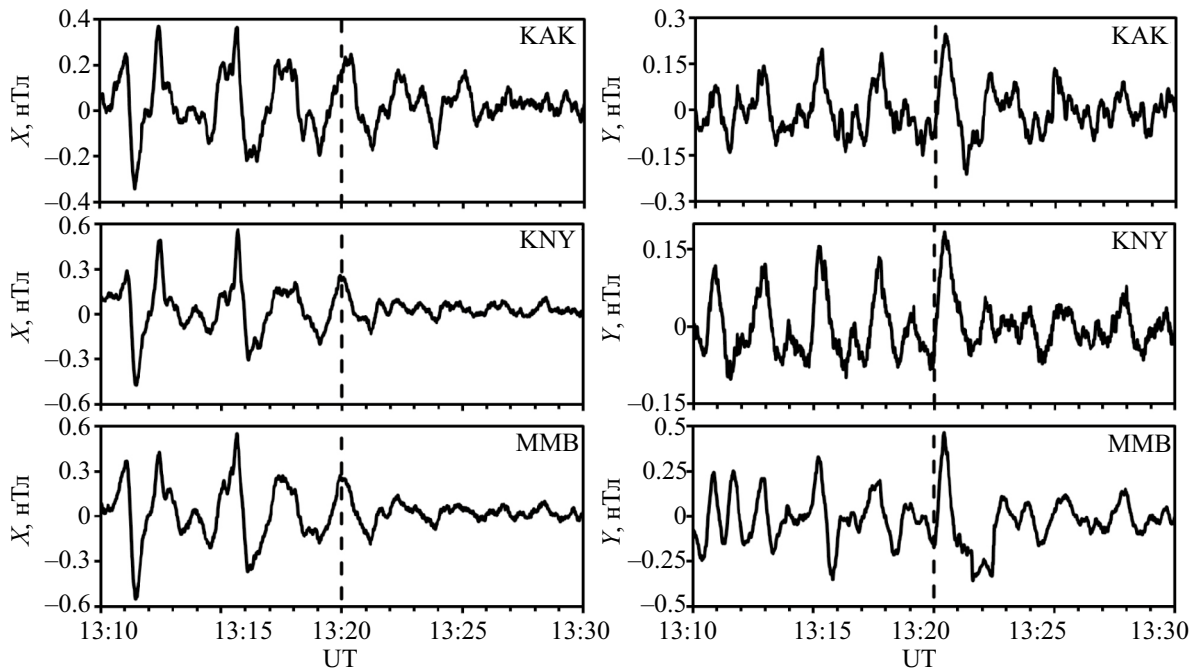


Рис. 6. Магнитограммы X (слева) и Y (справа) компонент станций MMB, KAK, KNY в ночном секторе в северном полушарии. Вертикальный пунктир показывает момент гамма-вспышки.

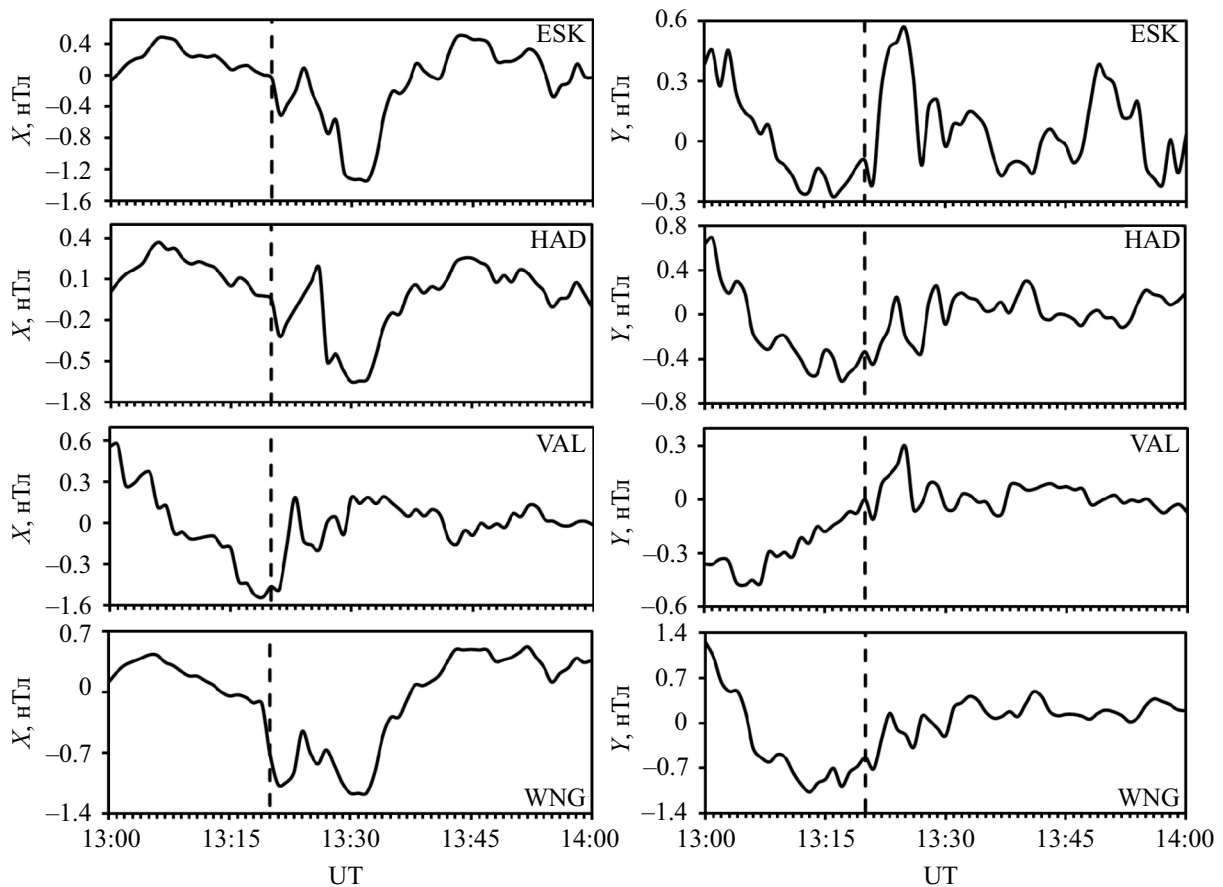


Рис. 7. Магнитограммы X (слева) и Y (справа) компонент станций ESC, HAD, VAL, WNG в дневном секторе. Вертикальный пунктир показывает момент гамма-вспышки.

существенном вкладе в гамма-вспышку фотонов с энергиями 3...10 кэВ.

Особого внимания заслуживает относительно слабый, но отчетливый, геомагнитный импульс. В энергетическом спектре солнечных гамма-вспышек присутствуют рентгеновская и УФ-компоненты, которые ионизируют как D-слой, так и E-слой. Холловская проводимость ионосферы и ионосферные токи сконцентрированы в проводящем E-слое (110...130 км). Поскольку именно холловские токи ответственны за наземные геомагнитные возмущения, ионизация E-слоя приводит к появлению геомагнитного отклика — бухты длительностью 30...60 мин. Насколько велик вклад рентгеновской и УФ-компонент в энергетический спектр GRB пока не выяснено. Если он мал, то ионизация создается преимущественно в стратосфере (40...60 км), где нет токов, способных вызвать геомагнитный отклик. Поэтому появление магнитного отклика на жесткие гамма-вспышки представляется удивительным [26]. Возможно, этот эффект указывает на вероятность электродинамической связи между стратосферой и нижней ионосферой. Высказывалась гипотеза, что комптоновские электроны от гамма-вспышек могут кратковременно создавать область с объемным электрическим зарядом. Токи от этого заряда растекаются через проводящий E-слой, что и приводит к появлению магнитного импульса [27].

Также предполагалось, что создаваемая в стратосфере область с высокой ионизацией и сильным поляризационным электрическим полем может оказаться достаточной для высотного электрического разряда [28]. Такой разряд вызовет высокочастотный отклик в геомагнитном поле. Однако экспериментальных подтверждений этому механизму в изучаемом событии в настоящем исследовании получить не удалось. В шумах на частоте Шумановского резонанса, являющегося чувствительным индикатором планетарной грозовой активности, отклика на гамма-вспышку по данным высокочастотных индукционных магнитометров сети PWING [29] не обнаружено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сети СДВ-радиотрасс в освещенной и неосвещенной ионосферах обнаружили резкое спадание амплитуды и скачок фазы сигналов, вызванных гамма-вспышкой GRB221009A. Приведенные результаты, наряду с имеющимися в литературе наблюдениями, показывают,

что система СДВ-мониторинга нижней ионосферы (D-слой) представляет собой гигантский детектор для улавливания рентгеновских и гамма-вспышек от астрономических объектов. Обнаружен геомагнитный импульс, особенно отчетливый в дневной полусфере. Механизм генерации этого импульса остается невыясненным.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Л.К. Кашаповой и И.Н. Шарыкину за помощь в получении данных, Е.А. Полянской — за помощь в обработке информации и рецензенту за конструктивные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена в рамках госзаданий ИФЗ РАН и ИДГ РАН (№ 122032900185-5). Обработка данных с приемника в г. Калининграде выполнялась в рамках госзадания ИДГ РАН (№ 122032900175-6). В работе использованы данные СДВ-зондирования ионосферы, полученные на уникальной научной установке «Комплекс непрерывного сейсмического мониторинга РФ, сопредельных территорий и мира» (<https://ckp-rf.ru/usu/507436>), развернутой при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания № 075-00576-21. Также использованы данные эксперимента STIX на космическом аппарате *Solar Orbiter* (<https://datacenter.stix.i4ds.net/>), рентгеновских детекторов спутников *GOES*-11, -12 (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/avg/>), магнитных станций сети INTERMAGNET (<https://www.intermagnet.org>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klebesadel R.W., Strong I.B., Olson R.A. Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin // *Astrophysical J.* 1973. V. 182. Iss. L85. DOI:10.1086/181225.
2. O'Connor B., Troja E., Ryan G. et al. A structured jet explains the extreme GRB 221009A // *Science Advances*. 2023. V. 9. Iss. 23. DOI: 10.1126/sciadv.ad1405.
3. Abdo A.A., Ackermann M., Arimoto M. et al. Fermi observations of high-energy gamma-ray emission from GRB 080916c // *Science*. 2009. V. 323. Iss. 5922. P. 1688–1693. DOI: 10.1126/science.1169101.
4. Позаненко А.С., Барков М.В., Минаев П.Ю. и др. Космические гамма-всплески: многоволновые исследования и модели // *Письма в Астрономический журнал*. 2021. Т. 47. № 12. С. 823–865. DOI: 10.31857/S0320010821120032.

5. Carlson B.E., Lehtinen N.G., Inan U.S. Terrestrial gamma ray flash production by lightning current pulses // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2009. V. 114. Iss. 12. DOI: 10.1029/2009JA014531.
6. Surkov V.V., Pilipenko V.A. Estimate of the source parameters of terrestrial gamma-ray flashes observed at low-Earth-orbit satellites // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2022. V. 237. Iss. 23. DOI: 10.1016/j.jastp.2022.105920.
7. Hayes L.A., O'Hara O.S.D., Murray S.A. et al. Solar flare effects on the Earth's lower ionosphere // *Solar Physics*. 2021. V. 296. Iss. 11. DOI: 10.1007/s11207-021-01898-y.
8. Williams M.A., Kennea J.A., Dichiara S., et al. GRB221009A: Discovery of an exceptionally rare nearby and energetic gamma-ray burst // *Astrophysical J. Letters*. 2023. V. 946. Iss. L24. DOI: 3847/2041-8213/acbcd1.
9. Frederiks D., Svinkin D., Lysenko A.L. et al. Properties of the extremely energetic GRB221009A from Konus-WIND and SRG/ART-XC observations // *Astrophysical J. Letters*. 2023. V. 949. Iss. 1. DOI: 10.3847/2041-8213/acd1eb.
10. Штерн Б., Ткачев И. GRB221009A, его предшественник и два послесвечения в данных Ферми // *Письма в ЖЭТФ*. 2023. Т. 118. С. 562–569. DOI: 10.31857/S123456782320003X
11. LHAASO collaboration A tera-electron volt afterglow from a narrow jet in an extremely bright gamma-ray burst // *Science*. 2023. V. 380. Iss. 6652. P. 1390–1396. DOI: 10.1126/science.adg9328.
12. Соловьева М.С., Рожной А.А. Нарушения ОНЧ / НЧ сигналов на дальневосточных трассах 27 декабря 2004 г., вызванные гамма-вспышкой магнетара SGR 1806-20 // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2015. Т. 55. № 6. С. 833–838.
13. Inan U.S., Lehtinen N.G., Lev-Toy S.J. et al. Ionization of the lower ionosphere by 7-rays from a magnetar: Detection of a low energy (3-10 keV) component // *Geophysical Research Letters*. 1999. V. 26. Iss. 22. P. 3357–3360.
14. Fishman G., Inan U. Observation of an ionospheric disturbance caused by a gamma-ray burst // *Nature*. 1988. V. 331. P. 418–420. DOI: 10.1038/331418a0.
15. Hayes L.A., Gallagher P.T. A significant sudden ionospheric disturbance associated with gamma-ray burst GRB221009A // *Research Notes of the AAS*. 2022. V. 6. Iss. 10. DOI: 10.3847/2515-5172/ac9d2f.
16. Pal S., Hobara Y., Shvets A. et al. First detection of global ionospheric disturbances associated with the most powerful gamma ray burst GRB221009A // *Atmosphere*. 2023. V. 14. Iss. 2. DOI: 10.3390/atmos14020217.
17. Hayakawa M. Earthquake prediction with radio techniques. Singapore: Wiley, 2015. 294 p.
18. Rozhnoi A., Solovieva M., Hayakawa M. VLF/LF signals method for searching of electromagnetic earthquake precursors // *Earthquake prediction studies: seismo electromagnetics*. Tokyo: TERRAPUB, 2013. P. 31–48.
19. Шалимов С.Л., Рожной А.А., Соловьева М.С. и др. Воздействие землетрясений и цунами на ионосферу // *Физика Земли*. 2019. № 1. С. 199–213. DOI: 10.31857/S0002-333720191199-213.
20. Krucker S., Hurford G.J., Grimm O., et al., The spectrometer/telescope for imaging X-rays (STIX) // *Astronomy and Astrophysics*. 2020. V. 642. DOI: 10.1051/0004-6361/201937362.
21. Копылова Г.Н., Будилова Е.А., Соловьева М.С. и др. Модернизация системы радиоволнового мониторинга в КФ ФИЦ ЕГС РАН // *Проблемы комплексного геофизического мониторинга сейсмоактивных регионов*. Тр. VIII Всероссийской научно-технической конференции с международным участием. Петропавловск-Камчатский: КФ ФИЦ ЕГС РАН, 2021. С. 405–409.
22. Perona G.E. LF and VLF phase antinomies during solar X-ray flares // *Radio Science*. 1975. V. 10. Iss. 4. P. 435–444.
23. Rozhnoi A., Solovieva M., Fedun V. et al. Strong influence of solar X-ray flares on low-frequency electromagnetic signals in middle latitudes // *Annales Geophysicae*. 2019. V. 37. P. 843–850. DOI: 10.5194/angeo-37-843-2019.
24. Polyanskaya E.A., Solovieva M.S., Pilipenko V.A. et al. Monitoring of the solar flare impact on the ionosphere with VLF radio sounding and magnetometers // *Problems of Geocosmos—2022, Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences* / eds. A. Kostrov, E. Lyskova, I. Mironova, S. Apatenkov, S. Baranov. 2023. P. 361–373.
25. Grubor D., Sulic D., Zigman V. Classification of X-ray solar flares regarding their effects on the lower ionosphere electron density profile // *Annales Geophysicae*. 2008. V. 26. Iss. 7. P. 1731–1740. DOI: 10.5194/angeo-26-1731-2008.
26. Пархомов В.А. Геомагнитные пульсации, связанные с гамма-излучением солнечных вспышек // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1992. Т. 32. С. 130–136.
27. Матрончик А.Ю. О возможном механизме генерации геомагнитных пульсаций гамма-излучением солнечных вспышек // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1995. Т. 34. № 6. С. 179–181.
28. Moldavanov A.V. Stratospheric discharges during solar gamma flares // *J. Physics. D: Applied Physics*. 2003. V. 36. Iss. 1. DOI: 10.1088/0022-3727/36/1/101.
29. Shiokawa K., Nomura R., Sakaguchi K. et al. The STEL induction magnetometer network for observation of high-frequency geomagnetic pulsations // *Earth Planets Space*. 2010. V. 62. P. 517–524.

УДК 520.6

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЛАВЛЕНИЯ ИМИТАТОРОВ ЛУННОГО РЕГОЛИТА С РАЗЛИЧНЫМИ ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

© 2024 г. Т. М. Томилина^{1,*}, А. А. Ким¹, Д. И. Лисов^{2,1}, А. М. Лысенко¹

¹Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*tatiana@imash.ac.ru

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.

Переработанный вариант 16.02.2024 г.

Принята к публикации 05.03.2024 г.

В статье представлены результаты лабораторных испытаний селективного лазерного сплавления (СЛС) порошковых композиций имитаторов лунного реголита из земных пород габбро-диабаз и лабрадорита, которые имеют различные диапазоны фракционности. Показано, что композиции с узкими диапазонами фракционности с размерами частиц 50...100 мкм и 100...140 мкм позволяют изготовить тестовые образцы с достаточно хорошими свойствами с параметрами относительно низкой пористости и приемлемым воспроизведением заданной геометрической формы. Получены экспериментальные зависимости пористости тестовых образцов от величины объемной плотности энергии сплавления. В обоих случаях узких диапазонов фракционности порошковых композиций из габбро-диабаз, как для 50...100 мкм, так и 100...140 мкм, эти зависимости практически совпадают с ростом плотности энергии и при 20 Дж/мм³ и выше достигают минимального значения пористости 30...35 %. С другой стороны, было экспериментально установлено, что применение СЛС для порошковых композиций с широким диапазоном фракционности от нескольких микрон до 100 мкм не позволяет изготовить тестовые образцы с удовлетворительными свойствами — как по низкой пористости, так и по точности соответствия заданной геометрии.

DOI: 10.31857/S0023420624050107, EDN: IGWAGQ

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы задача исследования дальнего космоса за пределами околоземных орбит перешла на новую стадию — его освоения. Активно обсуждается идея создания обитаемых баз на Луне, которая вполне может стать реальностью. Рядом стран объявлено о планах осуществить несколько крупных лунных проектов, включая и пилотируемые экспедиции, стратегической целью которых станет разведка и добыча лунных ресурсов. Ближайшей задачей освоения Луны является изучение физических условий на лунных полюсах, где по последним данным найдена вода (см., например, [1, 2]).

Одним из первых вопросов практического освоения Луны станет создание необходимой инфраструктуры, причем с максимально возможным использованием местных ресурсов. Первым

кандидатом на роль строительного материала стал поверхностный лунный грунт — реголит, свойства которого хорошо изучены [3] и многочисленные имитаторы его свойств уже созданы [4].

Уже в самом начале космических полетов на Луну в 1970–1980-х гг. исследователи изучали свойства реголита как природного материала лунной поверхности, и также с точки зрения взаимодействия с ним механических устройств, для которых он будет внешней средой. Решалась задача наземной отработки элементов лунной космонавтики — как обеспечить их функционирование в лунных условиях (например, луноход, скафандр). В начале 2000-х гг., по мере расширения планов будущего освоения Луны, возник интерес к реголиту как к строительному материалу для изготовления элементов лунной инфраструктуры на месте (In Situ Resource Utilization,

ISRU). Появился ряд предложений по изготовлению из реголита искусственных объектов на Луне — от площадки для посадки космического аппарата до деталей механизмов, элементов конструкций и инструментов [5–7].

В настоящее время технологии, которые предлагаются для создания элементов инфраструктуры *in situ* с применением реголита, развиваются в двух направлениях: с использованием связующих добавок — для получения материала типа «лунный бетон» для построения крупных объектов [8–10], при этом добавки составляют до 35 % по массе; и без применения добавок — когда практически чистый лунный грунт подвергается сплавлению. Сплавление может производиться как традиционным способом в формовочных печах [11–13], так и по новым, аддитивным технологиям 3D-печати.

Методы аддитивных технологий (АТ) изначально разрабатывались для быстрого прототипирования изделий (материал — пластик, технология *PolyJet*) и для оптимизации производственного процесса изготовления небольших изделий из металлического порошка (разные варианты лазерного сплавления). Для космического применения наиболее реализуемым в настоящее время представляется метод АТ на основе селективного лазерного сплавления (СЛС), когда лазер, двигаясь по заданной траектории, сплавляет частицы порошка в слое, и изделие формируется послойно на платформе построения. Если в земных условиях исходным материалом для СЛС является специально приготовленный порошок из металла или керамики, то в условиях лунной среды в рамках подхода ISRU исходным порошковым материалом может стать реголит.

Очевидно, что для технологий АТ, использующих для подхода ISRU помимо реголита специальные связующие материалы, необходима доставка дополнительного сырья на Луну или добыча таких компонентов, как, например, сера, непосредственно на месте [10]. Это понижает привлекательность реголита, как материала для прямого применения. Кроме того, как показали эксперименты, полученные образцы, исходно имея хорошие механические характеристики, после большого числа термических циклов деградируют — их прочность на сжатие падает в несколько раз из-за разных коэффициентов теплового расширения связующего материала и реголита.

Лазерные технологии для подхода ISRU, использующие чистый реголит, представляются более перспективными. Эти технологии могут

позволить создавать образцы различной геометрии под разные задачи без изменения устройства самой установки. Они обладают гибкой настройкой режимов сплавления, которые можно корректировать непосредственно на Луне для достижения наилучшего результата. При этом имеется опыт использования лазера, входящего в состав установок, в космических условиях (см., например, [14]).

Впервые принципиальная возможность такого применения АТ была продемонстрирована в работе [15], также АТ на основе СЛС были использованы в лабораторных экспериментах в ряде более поздних исследований [6, 16, 17, 7]. Были получены образцы небольших размеров (5...15 мм), разной геометрии, с высокой твердостью, но хрупкие. В качестве исходного материала обычно берется порошок коммерчески доступного имитатора JSC-1, разработанного в США, и по технологическим требованиям АТ путем просеивания убираются крупные фракции, больше 150 мкм [6, 7, 16]. Что касается особенностей самого технологического процесса послойного сплавления в зависимости от свойств исходного порошка, например, его морфологии и гранулометрического состава, то они в литературе не обсуждаются. Однако эти вопросы имеют принципиальное значение — необходимо экспериментально показать, что морфологические свойства порошкообразного материала, который может быть создан из реголита, позволяют применять технологии СЛС для его успешного сплавления в тестовые образцы. Следует выяснить требования к процессу предварительной подготовки реголита для его использования в качестве исходного материала. Очевидно, что сходство с реголитом по химическому составу еще не является достаточным основанием для использования того или иного имитатора для отработки технологии СЛС. Физика процесса СЛС также существенно зависит от размеров и формы частиц, от практической возможности приготовить необходимую для СЛС исходную порошковую композицию из природного реголита. Поэтому, вначале надо выделить те характеристики, которые станут определяющими: химический и минералогический составы, морфологию и размерное распределение частиц порошка.

Таким образом, на основе анализа результатов, полученных в различных исследованиях, можно сделать вывод, что для успешного проведения новых лабораторных экспериментов по отработке технологий СЛС с использованием

имитаторов лунного реголита необходимо пред-варительно решить два вопроса:

1) определить, какие земные породы / мине-ралы являются оптимальными для применения в качестве имитатора лунного реголита для отра-боток технологий СЛС;

2) выяснить вопросы необходимости пред-варительной подготовки исходной порошковой композиции для СЛС с учетом свойств природ-ного реголита.

В предыдущей работе авторов [18] для по-добных исследований была обоснована возмож-ность применения земных пород — измельчен-ного габбро-диабаз и лабрадорита в качестве имитаторов реголита, соответственно морского и материкового типа.

Эти породы сходны по химическому соста-ву с лунным реголитом (табл. 1), при этом они доступны в качестве сырья практически в нео-граниченных объемах. Габбро-диабаз — горная порода вулканического происхождения, по хи-мическому и по минеральному составу близкая к базальту. Лабрадорит — также горная порода вулканического происхождения, состоящая в ос-новном из плагиоклаза, лабрадора с примесью 5...7 % пироксенов и рудных минералов. В ис-следованиях использовались Карельский габ-бро-диабаз и Неверовский лабрадорит.

Имеются доступные промышленные техноло-гии изготовления из указанных пород порошко-вых композиций, которые могут иметь различ-ные гранулометрические и морфологические характеристики (распределение по размерам и по форме отдельных частиц) для применения в СЛС экспериментах.

Также в распоряжении исследователей име-ются лазерные установки, пригодные по сво-им параметрам для отработок режимов СЛС с исходными тестовыми порошками из вещества этих пород.

В настоящей статье представлены результаты продолжения экспериментальных исследований зависимости свойств тестовых образцов, соз-данных на основе АТ в лабораторном экспери-менте по методике СЛС, от гранулометрических характеристик различных имитаторов реголита из земных пород габбро-диабаз (ГД) и лабрадо-рита (ЛДР). Технологический процесс СЛС по-рошковых материалов требует учета большого количества факторов, оказывающих непосред-ственное влияние на свойства сплавленного те-стового образца. Эти факторы были исследованы

экспериментально, и на этой основе были опре-делены оптимальные параметры сплавления те-стовых образцов.

ИЗУЧЕНИЕ ПОРОШКОВЫХ КОМПОЗИЦИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Как отмечалось выше, для лабораторного эксперимента были выбраны ГД и ЛДР с уче-том сходства их химического состава с лунным реголитом в морских и материковых районах Луны.

В данной работе для решения поставленной задачи варианты исходных порошковых ком-позиций из ГД и ЛДР были специально приго-товлены путем измельчения и стирания камен-ной крошки природного камня и дальнейшего просеивания.

Как было показано в статье [18], наличие в порошковой композиции мелких фракций (пы-левых частиц) с размерами <50 мкм затрудняет работу с порошком по технологии СЛС. Веро-ятно, это связано как с плохой сыпучестью ма-териала при формировании слоев на платформе построения, так и с различием условий плавления для крупных и мелких частиц исходной по-рошковой композиции.

Кроме этого, следует иметь в виду, что тепло-вые свойства реголита существенно отличаю-тся от свойств порошковых композиций из ме-таллов — частицы реголита анизотропны по теплопроводности и неоднородны по температуре плавления для разных минералов, входящих в их состав, в то время как морфология у металличе-ских порошков однородная.

Из простых физических соображений и опыта сплавления металлических порошков представ-ляется очевидным, что оптимальные условия для СЛС можно подобрать в том случае, когда все частицы порошковой композиции из имита-торов реголита будут иметь одинаковые составы, размеры и форму.

Для проверки этого предположения в ходе данного исследования из ГД и ЛДР были из-готовлены два варианта специально подготов-ленных порошковых композиций с относитель-но узким диапазоном фракционности: от 50 до 100 мкм и от 100 до 140 мкм. Для сравнения по-лученных результатов с полученными ранее ре-зультатами 2022 г. [18] в экспериментах были также использованы порошковые композиции

Таблица 1. Химический состав образцов реголита и имитаторов: Морской реголит (*Луна-16, Apollo-15*), Материковый реголит (*Луна-20, Apollo-16*), имитаторы: JSC-1A, NU-LHT, Габбро-диабаз, Лабрадорит

	Море				Материк			
	Реголит		Имитатор		Реголит		Имитатор	
	<i>Луна-16, [3]</i>	<i>Apollo-15, [19]</i>	JSC-1A, [20]	Габбро-диабаз ¹	<i>Луна-20, [3]</i>	<i>Apollo-16, [19]</i>	NU-LHT, [21]	Лабрадорит ¹
SiO ₂	41.70	46.66	45.7	53.1	44.95	45.20	46.7	50.90
TiO ₂	3.39	1.35	1.9	2.80	0.49	0.53	0.41	1.69
Al ₂ O ₃	15.33	16.99	16.2	12.62	23.07	27.40	24.4	21.04
FeO + Fe ₂ O ₃	16.64	11.67	12.4	15.26	7.35	4.16	4.16	8.60
MnO	0.21	0.16	0.2	—	0.11	0.06	0.07	0.09
MgO	8.78	10.56	8.7	2.46	9.26	4.27	7.90	2.83
CaO	12.49	11.55	10.0	7.49	14.07	16.60	13.6	9.76
Na ₂ O	0.34	0.47	3.2	1.35	0.35	0.47	1.26	3.70
K ₂ O	0.10	0.21	0.8	1.90	0.08	0.11	0.08	0.88
P ₂ O ₅	—	0.20	0.7	—	0.11	0.12	0.15	0.20
Cr ₂ O ₃	0.21	0.26	—	—	0.15	0.11	—	—

¹Исследования, проведенные в химической лаборатории.

из ЛДР и ГД с широким распределением частиц по размерам от 0 до 100 мкм.

Измельченные породы ГД и ЛДР просеивались набором сит для получения порошковой композиции заданной фракционности. Были подготовлены четыре композиции:

- 1) 50...100 мкм (ГД 50-100) и
- 2) 100...140 мкм (ГД 100-140)
- 3) 0...100 мкм (ГД 0-100) и
- 4) 0...100 мкм (ЛДР 0-100).

Проверка сыпучести порошковых композиций

Применение стандартной методики изучения сыпучести с воронкой Холла (по ГОСТ 20899-9) показало, что порошковые композиции 1) и 2) с узким диапазоном фракций имеют удовлетворительную сыпучесть для использования пассивного способа нанесения слоев порошка на платформе построения 3D-принтера (табл. 2). С другой стороны, было установлено, что порошковые композиции 3) и 4) имеют низкую сыпучесть. В случае их применения это потребует разработки специального активного устройства формирования слоев для сплавления.

Изучение морфологических свойств отдельных частиц

Были проведены исследования морфологии частиц приготовленных композиций. Микрофотографии получены на электронном микроскопе TESCAN VEGA3-XMU. Было установлено, что морфология отдельных частиц порошковых

композиций с фракционностью 0...100 мкм, 50...100 мкм и 100...140 мкм имеет такой же характер, что и естественный лунный реголит (рис. 1а,б). В приготовленных композициях присутствуют частицы, как близкие по форме к сферическим (рис. 1в), так и остроугольные и вытянутые частицы (рис. 1г).

Изучение морфологических распределений

Примеры морфологических распределений для форм поверхностей частиц порошковых композиций ГД 50-100 и ГД 100-140 приведены на рис. 2. Для сравнения, на рис. 3 приведен пример морфологических распределений для форм частиц порошковой композиции, искусственно приготовленной для СЛС из нержавеющей стали [23]. Видно, что форма металлических частиц близки к сферической и диапазон фракций достаточно узкий: 15...50 мкм. Отсюда следует, что отработанные технологии СЛС из металлических порошков могут оказаться не оптимальными для сплавления форм, как из лунного реголита, так и из порошковых композиций имитаторов.

Основное отличие морфологии приготовленных порошковых композиций из земных пород и естественных порошков из лунного реголита состоит в наличии у реголита небольшой доли частиц с особыми свойствами. К ним относятся сферические частицы из стекла и металла (рис. 4а и 4б), а также спекшиеся частицы с неправильными дендритными (древоподобными) формами, рис. 4в. В связи с тем, что морфологические свойства реголита неравномерно

Таблица 2. Характеристики порошковых композиций

Порошковые композиции	Гранулометрический состав композиции	Морфология	Насыпная плотность, г/см ³	Плотность частиц, г/см ³	Текучесть Время истечения, с
ГД 50-100			1.4	3.071 ± ±0.001	40.13
ГД 100-140			1.4	3.092 ± ± 0.003	47.50
ГД 0-100			0.8	3.098 ± ± 0.003	— (не сыпал-ся)
ЛДР 0-100			0.7	3.136 ± ± 0.011	— (не сыпал-ся)

распределены по поверхности Луны, судить о точном процентном соотношении тех или иных частиц с особыми свойствами крайне сложно. Отсутствие в имитаторах таких редких частиц не будет определяющим фактором для решаемой

задачи, так как протекание процесса СЛС обуславливается свойствами преобладающих частиц, определяющих основные морфологические и теплофизические свойства вещества реголита. Можно считать, что подготовленные

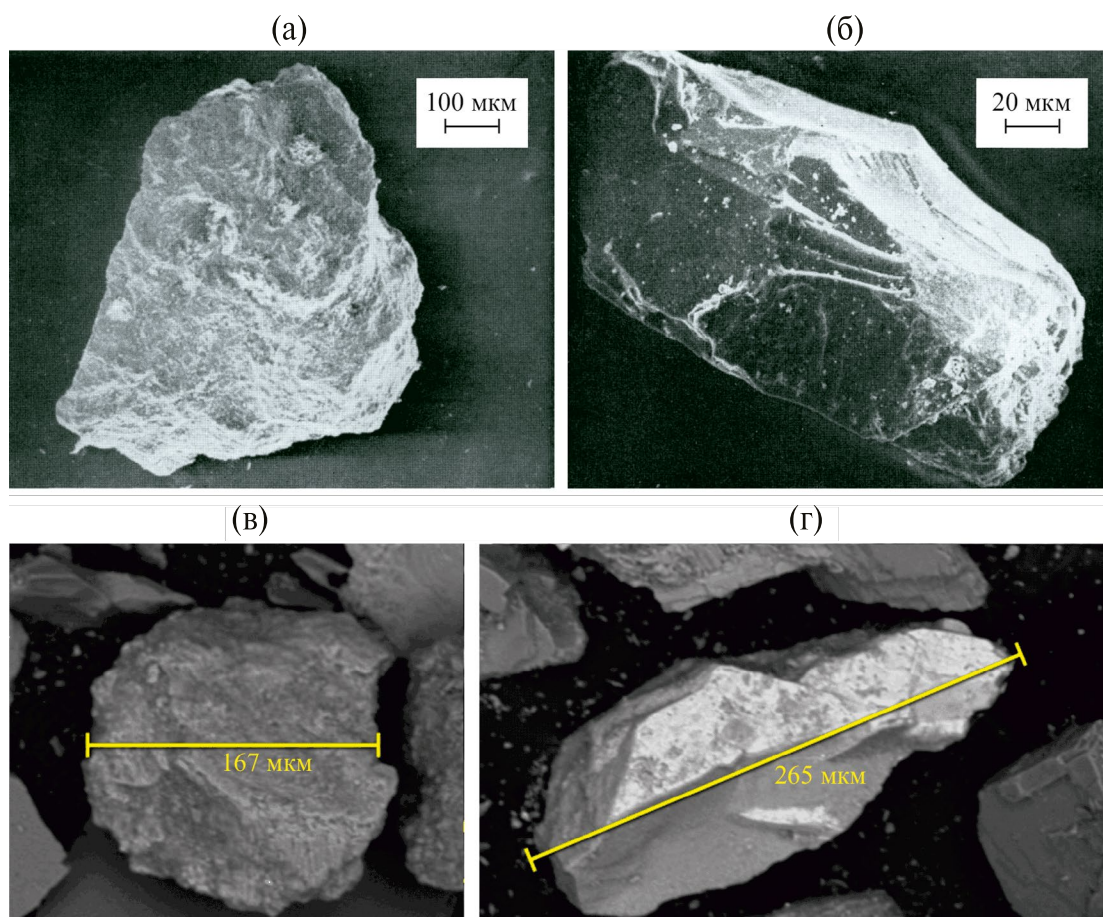


Рис. 1. Сравнение формы частиц природного реголита (а, б) [19] с габбро-диабазом для фракций: ГД 50-100 (в), ГД 100-140 (г).

порошки соответствуют реголиту в той мере, в какой это имеет место и для известных имитаторов JSC-1, JSC-1A, NU-LHT.

Накопленный опыт приготовления порошковых композиций и результаты их морфологического исследования показали, что существующее оборудование не всегда позволяет точно воспроизвести заданную фракционность. В изготовленных композициях наблюдаются частицы с размерами, значительно превышающими заданные, например, на рис. 1в видна частица с размером больше 170 мкм по всем осям при заданном диапазоне 50...100 мкм. Следует отметить и недостаточную точность оборудования для гранулометрии, которое не всегда выявляет наличие таких частиц в порошковой пробе. Дело в том, что методики и оборудование разрабатывались для приготовления и гранулометрического анализа порошковых композиций из металлов, форма частиц которых близка к сферической. Вместе с тем, проведенный анализ гранулометрических показателей порошковых композиций из

имитаторов реголита свидетельствует о том, что процентное содержание частиц с размерами, отличными от заданной фракционности невелико. В основном это связано с трудностями отделить «пылевую» фракцию. Для композиций ГД 50-100 наличие фракций меньше 50 мкм составляет около 20 %, а больше 100 мкм — 9 %; для ГД 100-140 фракции меньше 100 мкм — 23 %; больше 140 мкм — 15 %, поэтому их можно использовать для выяснения общих требований к применению СЛС-технологий для 3D-печати из лунного реголита.

Зависимость формирования слоев сплавления от морфологических и гранулометрических свойств порошковых композиций

Формирование слоя сплавления — важный элемент оптимальной реализации СЛС. От величины насыпной плотности зависят свойства опытных образцов. Параметры плотности приготовленных порошковых композиций 1) — 4) из ГД и ЛДР до и после утряски показаны в табл. 3.

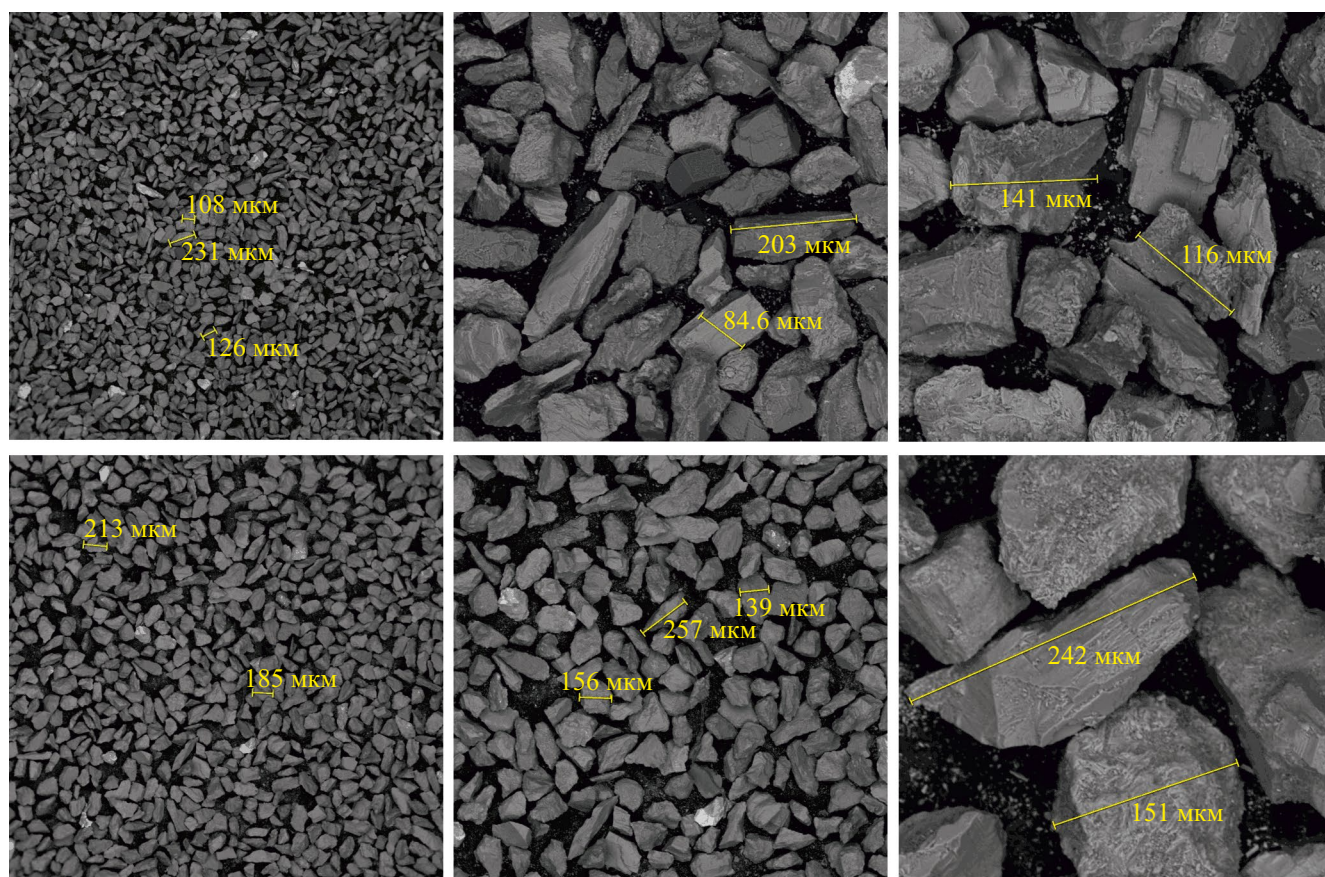


Рис. 2. Морфология частиц. Вверху: порошковая композиция ГД 50-100 с увеличениями в 55, 300 и 500 раз, слева направо. Внизу: порошковая композиция ГД 100-140 с увеличением в 55, 300 и 600 раз, слева направо. Размерными линиями отмечены частицы с размерами главных осей, превышающими заданную верхнюю границу фракционности.

В таблице также представлена плотность исходного вещества частиц композиции. Данные демонстрируют, что значения насыпной плотности порошковых композиций с узкими диапазонами

фракционности 50...100 мкм и 100...140 мкм практически совпадают и составляют 1.4 г/см^3 . При этом процедура утряски для этих композиций повышает плотность до 1.6 г/см^3 , примерно на 14 %. А порошковые композиции с широким диапазоном фракционности 0...100 мкм имеют низкую насыпную плотность $0.7...0.8 \text{ г/см}^3$, которая после утряски увеличивается в 1.71...1.75 раз, до $1.2...1.4 \text{ г/см}^3$. Очевидно, для повышения качества образцов более высокая плотность исходной порошковой композиции с узкой фракционностью является более предпочтительной.

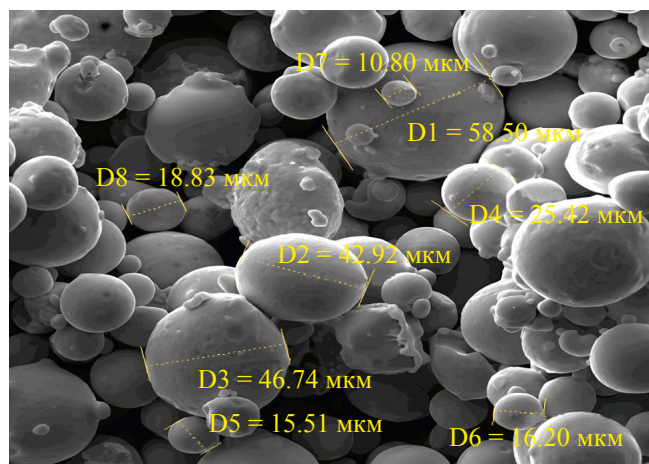


Рис. 3. Морфология поверхности частиц для порошка из нержавеющей стали марки 316L, размер фракций 10...50 мкм, форма близка к сферической [23].

Основные результаты морфологических исследований порошковых композиций

Итоговая табл. 2 содержит основные результаты морфологических исследований приготовленных порошковых композиций 1) – 4) для экспериментов по применению технологии СЛС. Очевидно, что порошковые композиции с узким диапазоном фракционности представляются предпочтительными по двум важным свойствам.

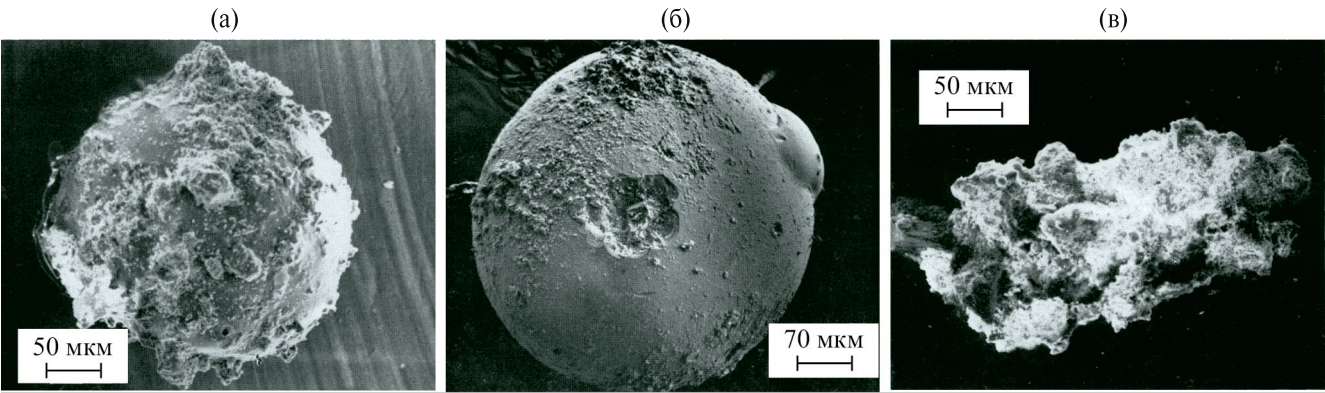


Рис. 4. Особые частицы реголита [22]: спекание частиц реголита на поверхности стеклянной сферической частицы, *Луна-16* (а); ударный микрократер на поверхности стеклянной сферической частицы, *Луна-16*, *Море Изобилия* (б); дендритовидная частица (в).

Таблица 3. Насыпная плотность порошковых композиций

Композиция	Масса навески, г	Исходный объём порошка, см ³	Объём порошка после утряски, см ³	Насыпная плотность, г/см ³	Насыпная плотность после утряски, г/см ³	Плотность порошка, г/см ³
ГД 50-100	19.62	14.3	12.0	1.4	1.6	3.071 ± 0.001
ГД 100-140	21.16	15.5	13.0	1.4	1.6	3.092 ± 0.003
ГД 0-100	12.85	16.0	9.5	0.8	1.4	3.098 ± 0.003
ЛДР 0-100	11.65	16.5	9.5	0.7	1.2	3.136 ± 0.011

Во-первых, они обладают удовлетворительным свойством сыпучести, что необходимо для приготовления слоев для сплавления. Композиции с фракционностью от 0 мкм собственной сыпучестью не обладают — их применение в установке СЛС потребует разработки дополнительного механизма для приготовления сплавляемых слоев.

Следует отметить, что сыпучесть порошковых композиций с узким диапазоном фракционности была проверена в условиях земного поля гравитации. Известно, что лунное ускорение свободного падения примерно в 6 раз меньше земного. Вопрос о подтверждении достаточно высокой сыпучести лунного реголита в условиях лунного тяготения даже после дополнительной обработки поверхностей частиц пока остается открытым и требует отдельного изучения.

Во-вторых, было показано, что насыпная плотность порошковых композиций с узким диапазоном фракционности ГД 50-100 и ГД 100-140 достаточно велика и составляет около 45 % от исходной плотности вещества частиц, и условия для процесса сплавления могут быть более благоприятными для изготовления образцов с достаточно высокой объемной плотностью.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОИСК РЕЖИМОВ СЛС ДЛЯ ПОРОШКОВЫХ КОМПОЗИЦИЙ С РАЗНОЙ ФРАКЦИОННОСТЬЮ

Экспериментальная установка для тестирования сплавления порошковых композиций

Анализ публикаций по сплавлению имитаторов реголита показал, что для получения тестового образца не требуется большая мощность лазера. В основном используется волоконный непрерывный лазер Yb:YAG с длиной волны 1.06 мкм [15, 6, 16]. На такой длине волны реголит поглощает около 92 % падающего излучения (для газового CO₂ лазера с длиной волны 10.6 мкм поглощение составляет всего 18 %), и такие лазеры устанавливаются в промышленных СЛС-установках для металла.

На основе простой расчетной модели сплавления и обзора литературы был определен тип и параметры лазера, наиболее подходящего для проведения исследований по сплавлению порошка имитатора лунного реголита. Установка с максимальной мощностью лазера 100 Вт и длиной волны лазерного излучения 1.06 мкм была

Таблица 4. Характеристики установки СЛС Concept Laser Mlab cusing

Наименование	Значение
Тип активного элемента	Yb:YAG
Длина волны излучения, мкм	1.06
Режим работы	Непрерывный
Максимальная мощность излучения, Вт	100
Диаметр сфокусированного пучка, мкм	50
Область построения, мм	80 × 90 × 90
Тип защитной среды	Азот

создана на основе промышленного 3D-принтера Concept Laser Mlab cusing. Ее характеристики приведены в табл. 4.

В состав установки входят контейнер для исходного порошка, камера с платформой построения, лазерная сканирующая система и контейнер для отходов сплавления с остатками порошка. Предварительно подготовленный порошок засыпается в первый контейнер. В процессе работы установки порция порошка из этого контейнера высыпается на платформу построения и разравнивается, образуя слой установленной толщины. Лазерный луч, двигаясь по заданной траектории, сплавляет частицы порошка в слой. Процесс СЛС обеспечивается циклическим сканированием лазерного луча, сплавляющего слой за слоем.

Установка позволяет изменять параметры скорости движения лазерного луча V (мм/с) и мощности лазера P (Вт). Они определяют режим сплавления и задаются в программной среде установки. Там же задается траектория движения лазера и толщина отдельного слоя порошка h .

Готовый образец снимается с платформы построения для дальнейшего исследования его свойств. Для того, чтобы не повредить платформу построения к ней крепится специальная подложка. Процедура снятия готового образца с подложки и выбор соответствующего материала для ее изготовления представляют собой отдельную задачу. Материал подложки выбирается исходя из близости ее химического состава к сплавляемому порошку для согласования тепловых характеристик, в основном по температуре плавления. После тестирования нескольких материалов была выбрана керамическая плитка Муллит-кордиерит, которая состоит из оксида кремния, оксида алюминия и оксида магния ($\text{MgO}:\text{Al}_2\text{O}_3:\text{SiO}_2=2:2:5$).

Сравнение условий сплавления для порошковых композиций

Очевидно, что особенности морфологии порошковых композиций, рассмотренные выше, должны значительно повлиять на процесс их сплавления по методу СЛС. Определение оптимальных режимов сплавления для указанных выше четырех порошковых композиций проводилось в три этапа: сплавление одиночных треков с изменением режимов сплавления; сплавление одиночных слоев и изготовление тестовых образцов заданной геометрии.

На первом этапе исследования условий сплавления одиночные треки сплавлялись в широком диапазоне изменения параметров: скорость сканирования лазерного луча V изменялась от 125 до 275 мм/с, мощность лазера P — от 20 до 100 Вт при толщине наносимого слоя $h = 200$ мкм. Таким образом, были выбраны 14 режимов для тестирования процесса сплавления. Каждому режиму соответствовала отдельная траектория движения луча лазера по подложке в форме прямоугольника (номера 1–14 на рис. 5).

Характер сплавленных треков анализировался сначала визуально, а затем с помощью оптического микроскопа В-500 ВРН Optika Microscopes. Выбирались режимы сплавления, для которых трек имел равномерную ширину, без признаков разбрызгивания расплавленного порошка и большую концентрацию сплавленного вещества по траектории движения лазерного луча.

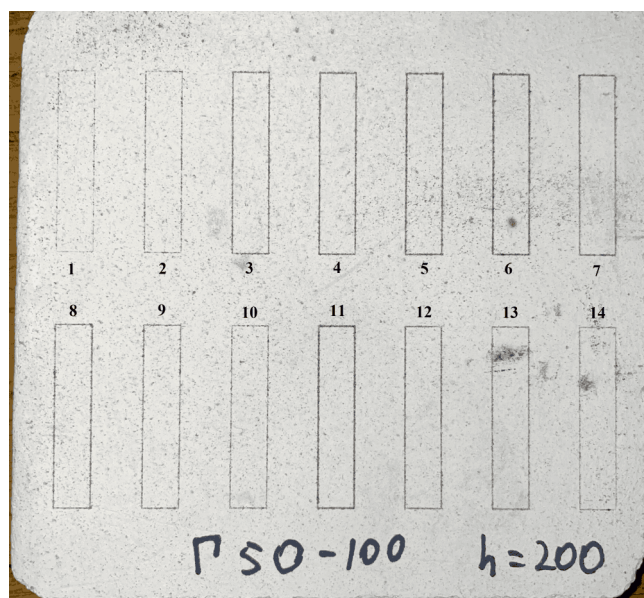


Рис. 5. Траектории движения луча лазера по подложке при разных режимах сплавления (1–14).

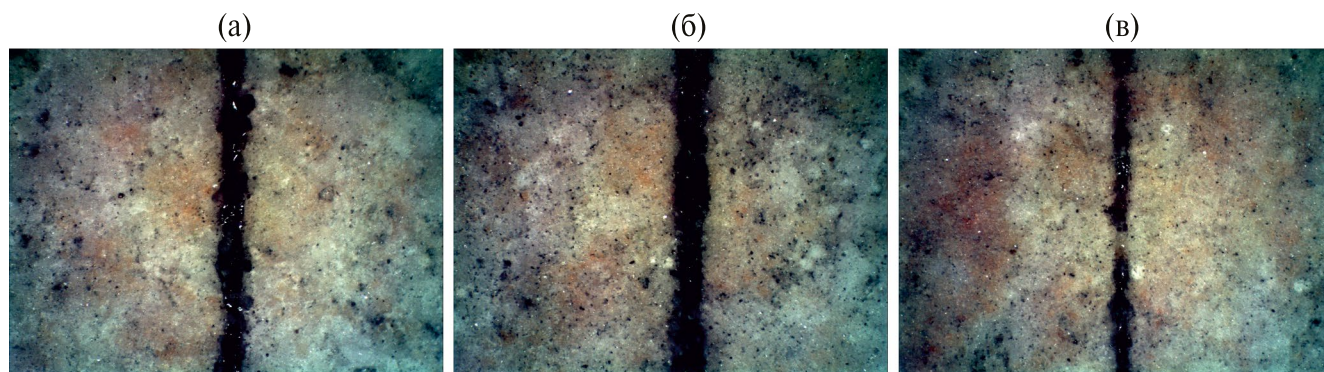


Рис. 6. Треки для порошковой композиции ГД 50-100 для разных режимов сплавления P , V : (а) — 100 Вт, 200 мм/с; (б) — 80 Вт, 175 мм/с; (в) — 50 Вт, 200 мм/с.

На рис. 6 для примера показаны треки для порошковой композиции ГД 50-100 с узким диапазоном фракционности для различных режимов сплавления (P и V): (а) — 100 Вт, 200 мм/с; (б) — 80 Вт, 175 мм/с; (в) — 50 Вт, 200 мм/с, соответственно треки 5, 11 и 9 на рис. 5. В случае (а) наблюдаются признаки разбрызгивания расплавленного вещества вдоль трека. Для случая (б) трек имеет вполне удовлетворительную структуру, для случая (в) мощность лазерного луча недостаточна для формирования качественного сплавления вещества вдоль трека.

Для сравнения на рис. 7 приведен вид треков для ЛДР 0-100 с широким диапазоном фракционности. Эти треки характеризуются большой неравномерностью сплавления частиц порошка (рис. 7а), наличием стеклянных вкраплений и непроплавленных участков (рис. 7б), что, по-видимому, является следствием неравномерного

распределения частиц порошка в порошковом слое.

Таким образом, по результатам изучения отдельных треков можно сделать вывод, что порошковые композиции с узким диапазоном фракционности 50...100 мкм или 100...140 мкм позволяют реализовать оптимальные условия сплавления (параметры V и P), когда отдельные треки имеют практически постоянную ширину и хороший уровень сплавления по глубине (рис. 6). Очевидно, что при задании траектории сканирования лазерного луча при сплавлении тестовых образцов расстояние между соседними треками должно выбираться исходя из значений ширины для отдельных треков. С другой стороны, порошковые композиции с широким диапазоном фракционности имеют неравномерные по ширине треки, что указывает на неоднородность условий сплавления вдоль треков. Это означает,

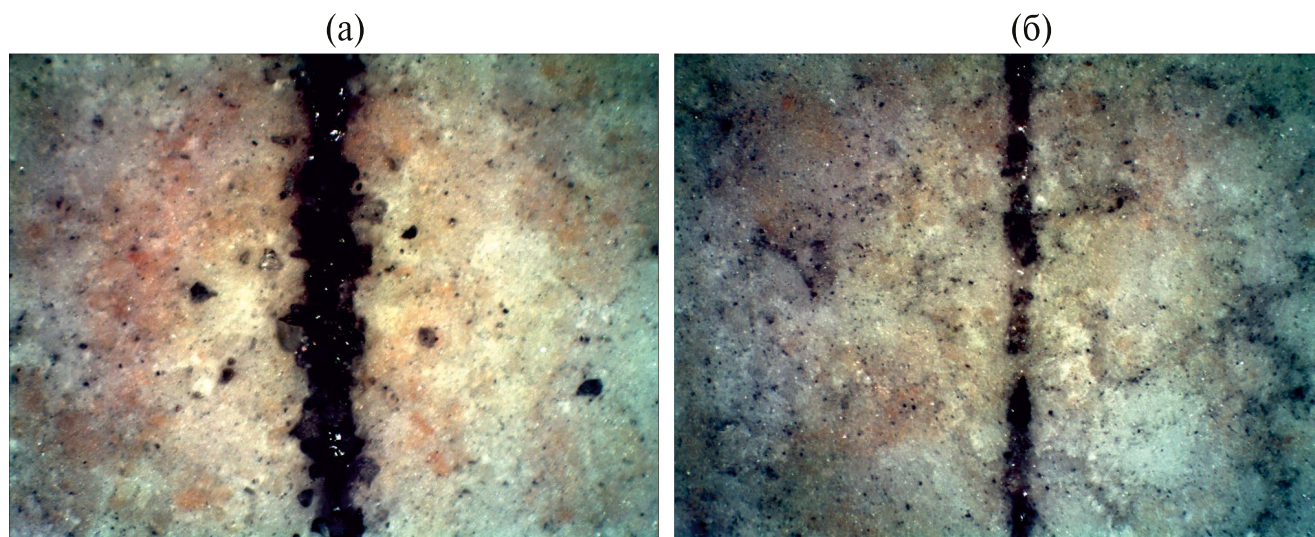


Рис. 7. Треки для порошковой композиции ЛДР 0-100 для разных режимов сплавления P , V : (а) — 80 Вт, 175 мм/с и (б) — 50 Вт, 125 мм/с.

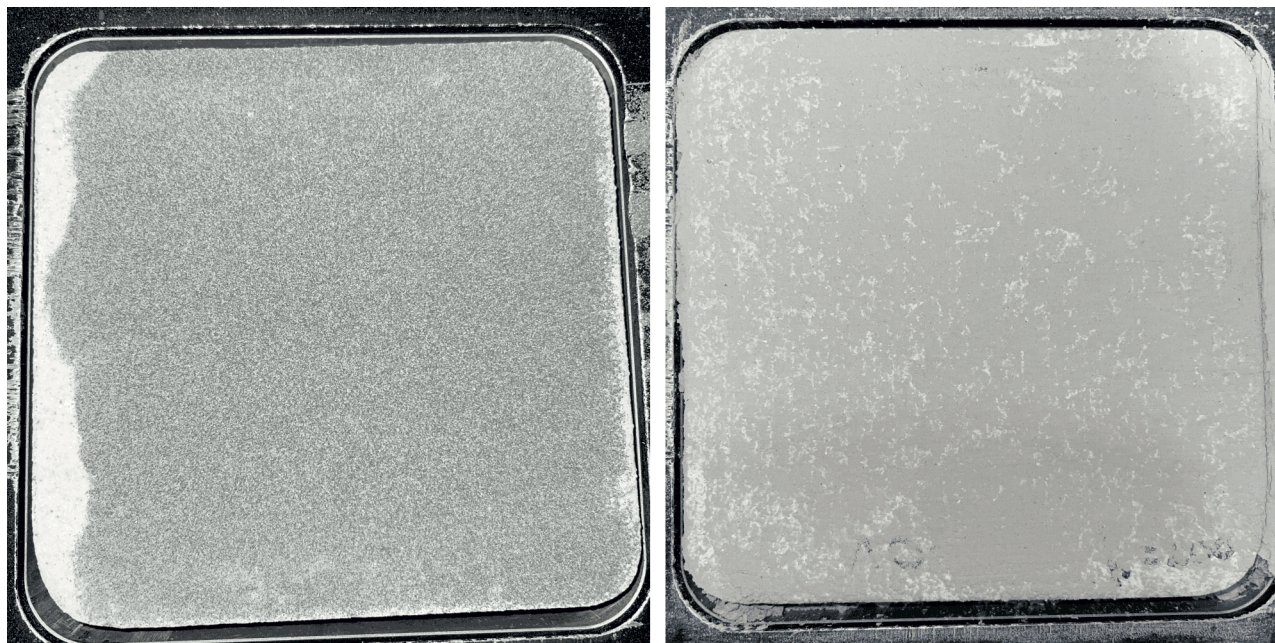


Рис. 8. Слои порошка на платформе построения из ГД 100-140 (слева) и ЛДР 0-100 (справа).

что такие порошковые композиции могут оказаться непригодными для практического применения СЛС технологий с использованием лунного реголита.

На втором этапе тестировались условия сплавления одиночных слоев. В данном случае потребовалось выяснить зависимость качества нанесенных исходных слоев из порошковых композиций для СЛС от их фракционности. На рис. 8 представлены фотографии нанесенных слоев из порошков ГД 100-140 и ЛДР 0-100 на платформе построения. В первом случае образуется ровный и однородный слой (слева), для которого технологии СЛС смогут обеспечить качественный результат сплавления. Напротив, в случае ЛДР с широким диапазоном фракционности при формировании слоя образуется множество «островков», на которых нет порошка, и слой получается не однородный (справа). Очевидно, что при разработке технологий СЛС из лунного реголита вопросы формирования однородных слоев порошка с однородной поверхностной плотностью и толщиной слоев будут иметь важнейшее значение. Учитывая природные свойства реголита с очень широким диапазоном фракционности, для СЛС может потребоваться предварительная переработка сырья для значительного сужения этого диапазона.

Тестирование режимов сплавления одиночных слоев для поиска оптимального рабочего диапазона параметров сплавления проводилось

на девяти режимах (1–9 на рис. 9), на основе матрицы 3×3 , столбцы которой соответствовали разной скорости сканирования V , а строки — разной мощности лазера P ; для каждой ячейки матрицы соответствующая величина объемной плотности подводимой энергии E определялась как:

$$E = P / VhH, \quad (1)$$

где P — мощность лазера, V — скорость сканирования, h — толщина слоя и H — ширина трека.

При изготовлении тестовых однослойных образцов на различных режимах работы лазера при изменении объемной плотности подводимой энергии были выявлены оптимальные рабочие режимы СЛС в диапазоне $7.7...14.3$ Дж/мм³ (при изменении P в пределах $60...80$ Вт и V в пределах $125...175$ мм/с и значениях $H = 190$ мкм и $h = 230$ мкм), при которых получался качественный однородный слой без шероховатостей / неровностей поверхности и без отрыва слоя от подложки (см. рис. 9). На рис. 9 в верхнем ряду показаны зоны сплавленных одиночных слоев на подложках до удаления остатков порошка после сплавления, в нижнем ряду — после удаления.

Было установлено, что сплавление слоев из порошковых композиций с узким диапазоном фракционности позволяет получить слои с удовлетворительными свойствами поверхности и достаточно однородной толщиной. В тоже время, слои из композиций с широкой фракционностью

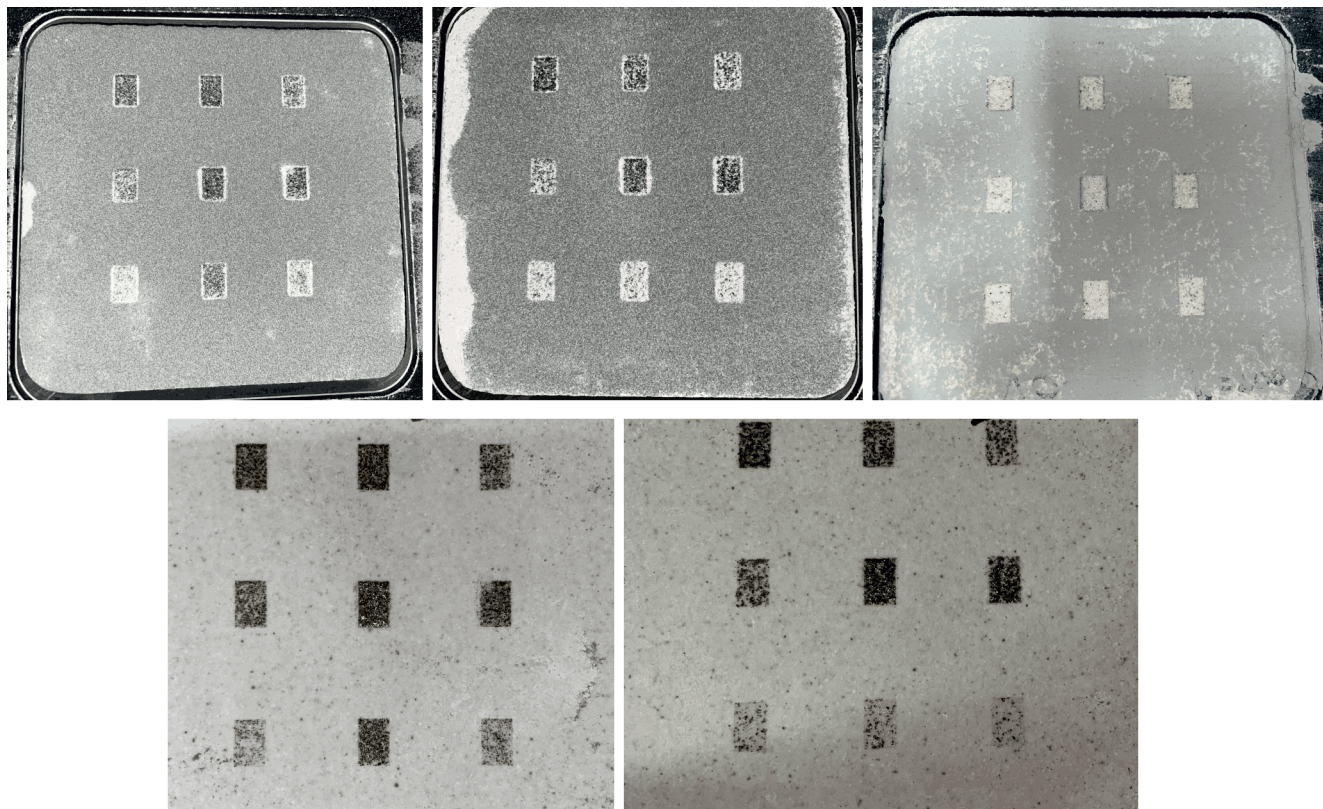


Рис. 9. Верхний ряд: фотографии сплавления однослойных образцов из порошковых композиций ГД 50-100, ГД 100-140, и ЛДР 0-100 (слева направо). Нижний ряд: фотографии однослойных образцов из ГД 50-100, ГД 100-140 после удаления остаточного порошка вне зон сплавления.

имели крупнозернистую неоднородную поверхность и повышенную ломкость при отделении от подложки, после удаления остатков порошка не оставалось качественного слоя.

На третьем этапе исследования условий сплавления было выполнено сплавление многослойных образцов заданной геометрии (длина, ширина, высота): $7.5 \times 5.0 \times 6.0 \text{ мм}^3$ (40 слоев).

Предварительно были проведены пробные сплавления трехмерных образцов с параметрами $V = 175 \text{ мм/с}$ и $P = 80 \text{ Вт}$, что соответствует оптимальным значениям для сплавления одиночных слоев, полученным на предыдущем этапе. Толщина каждого наносимого слоя порошка $h = 150 \text{ мкм}$ была назначена из условия оптимального сплавления одного слоя для порошковой композиции ГД 100-140.

В качестве переменной величины для сплавления пробных образцов было принято расстояние между треками H , которое в первом приближении соответствовало ширине треков. Согласно выражению (1), с изменением величины H изменялась общая величина плотности энергии E , которую приобретало вещество пробного образца

во время сплавления (табл. 5). В качестве величин оценки качества пробных образцов использовались значения пористости и относительной точности соответствия фактической геометрии образца заданным размерам (в процентах).

По результатам предварительного сплавления пробных образцов было установлено, что в зависимости от ширины трека H значительно изменяются как пористость образцов, так и точность соответствия их формы заданной геометрии (см. табл. 5 и рис. 10). Максимальную зависимость от величины плотности энергии показывает высота образца (сокращение до 59 % относительно заданной, см. верхнюю строку табл. 1). Значительное сжатие пробных образцов по высоте, вероятно, связано со сквозным проплавлением соседних слоев при высокой плотности энергии. Следует отметить, что при этом пробные образцы имели достаточно низкую пористость, около 32 %. Это также означает, что доля сплавленного вещества в пробном образце была достаточно высокой.

Однако при малых значениях плотности энергии геометрические параметры пробных образцов удовлетворительно соответствуют заданным

Таблица 5. Характеристики образца, в зависимости от объёмной плотности энергии

	Расстояние между треками H , мкм	Плотность энергии E , Дж/мм ³	Характеристики образца		Точность геометрии, % ¹		
			Объёмная плотность, г/см ³	Пористость, %	Фактическая длина	Фактическая ширина	Фактическая высота
1	110	27.72	1.760	32.0	95	88	59
2	130	23.46	1.736	33.0	95	92	67
3	150	20.33	1.553	40.0	95	87	77
4	170	17.94	1.530	40.9	94	89	77
5	190	16.04	1.479	42.9	94	93	85
6	210	14.52	1.335	48.4	94	95	86

¹Точность геометрии образца в процентах по отношению к заданным значениям: длина, ширина, высота соответственно.

значениям, но при этом объем пористости составляет примерно половину геометрического объема (см. строку 6 табл. 5). Можно предположить, что пробные образцы с такой высокой пористостью имеют малую прочность.

Для выяснения свойств вещества пробных образцов была изучена их структура после сплавления с плотностью энергии около значений 17...19 Дж/мм³ (это соответствует строкам 3–5 табл. 5). На рис. 11 приведены микрофотографии отшлифованных поверхностей пробных образцов из ГД 100-140, полученные на электронном микроскопе TESCAN VEGA3-XMU. На изображениях видно, что на поверхности образца имеются множественные поры и микротрещины, а также спеченные шарики диаметром около 5 мкм. Вместе с тем, на масштабах около нескольких десятков микрон вещество имеет достаточно высокую однородность, что позволяет сделать вывод об удовлетворительном качестве пробных образцов, изготовленных в указанных режимах СЛС.

На рис. 10 показан вид образцов, сплавленных с разными значениями плотности энергии: (а) — крайне рыхлый для плотности энергии менее 10 Дж/мм³; (б) — образец с удовлетворительной формой для плотности энергии 10...25 Дж/мм³ и (в) — образец с крайне искаженной геометрией для плотности энергии больше 25 Дж/мм³.

Таким образом, на всех трех этапах предварительных исследований пробных образцов было установлено, что порошковые композиции с узким диапазоном фракционности 50...100 мкм и 100...140 мкм позволяют создавать образцы с вполне хорошими параметрами по пористости и геометрии, в то время как для образцов из порошковых композиций с фракционностью от 0 до 100 мкм пробные образцы с удовлетворительными свойствами получить не удалось (рис. 12). Для применения СЛС технологии для изготовления тестовых образцов из порошковых композиций с узким диапазоном фракционности были выбраны оптимальные режимы сплавления со значениями плотности энергии от 12 до

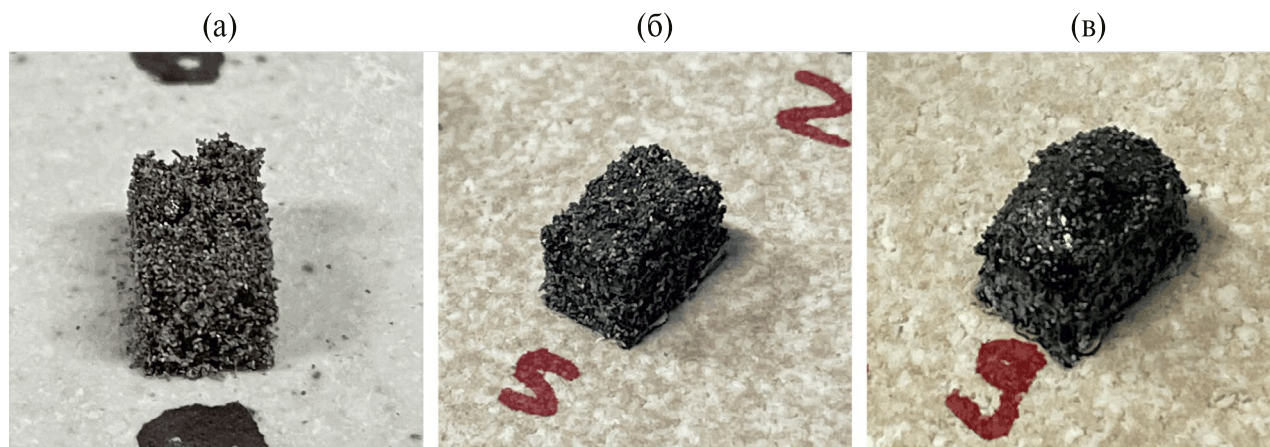


Рис. 10. Образцы, сплавленные при разных значениях объёмной плотности подводимой энергии: (а) — крайне рыхлый, плотность энергии менее 10 Дж/мм³; (б) — с удовлетворительной формой, плотность энергии 10...25 Дж/мм³; (в) — с крайне искаженной геометрией, плотность энергии больше 25 Дж/мм³.

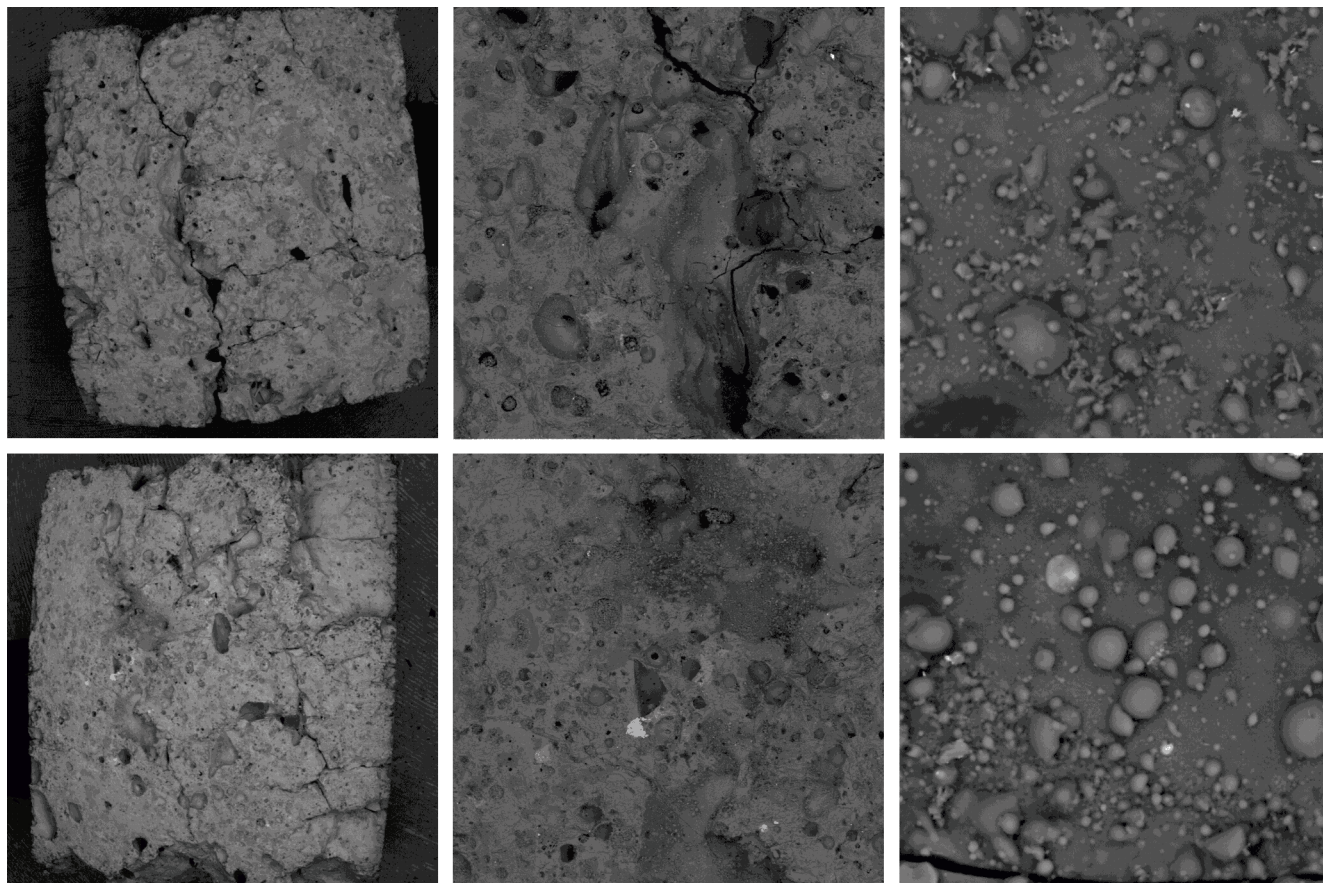


Рис. 11. Микрофотографии поверхности образцов для композиции ГД 100-140 на режимах СЛС с параметрами 60 Вт, 125 мм/с, 16.8 Дж/мм³ (вверху) и 80 Вт, 150 мм/с, 18.7 Дж/мм³ (внизу); увеличение в 35, 100, 2300 раз (слева направо).

22.5 Дж/мм³ (P в пределах 60...80 Вт и V в пределах 125...175 мм/с), а толщина слоев h — 150 мкм. Для композиции ГД 100-140 с учетом приведенных выше результатов предварительного сплавления диапазон режимов был расширен до значений плотности энергии 28 Дж/мм³.

СВОЙСТВА ТЕСТОВЫХ ОБРАЗЦОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ С ПРИМЕНЕНИЕМ СЛС ДЛЯ ПОРОШКОВЫХ КОМПОЗИЦИЙ ИЗ ГАББРО-ДИАБАЗА С УЗКИМИ ДИАПАЗОНАМИ ФРАКЦИОННОСТИ

В качестве основной характеристики тестовых образцов использовался параметр их пористости, который, как известно, в значительной мере определяет прочностные свойства готового изделия. Следует учесть, что для описания процесса СЛС для изготовления деталей на основе АТ необходимо совместно рассматривать четыре параметра с физической размерностью плотности массы. Первый — плотность исходного вещества

частиц порошка. Конкретно для габбро-диабазы эта величина $\rho_{\text{ИВ}} \approx 3.1 \text{ г/см}^3$ (см. табл. 3). Естественно предположить, что вещество габбро-диабазы с указанной плотностью заметной пористостью не обладает. Второй важной величиной для СЛС технологии является насыпная массовая плотность порошковой композиции, $\rho_{\text{ПК}}$. Как было показано выше эта величина зависит от фракционности частиц данной композиции. Оказалось, что она повышается с уменьшением диапазона фракционности при удалении частиц малых размеров — для порошковых композиций ГД 50-100 и ГД 100-140 она оказалась одинаковой и составляет около 1.4 г/см^3 , что соответствует параметру пористости порошка около 55 %. Третья величина массовой плотности соответствует геометрической плотности образца после СЛС — эта плотность, ρ_0 , превышает значение для исходного порошка, так как произошло уменьшение занятого порошком объема вследствие сплавления. Наконец, четвертая величина с размерностью массовой плотности соответствует истинной плотности вещества

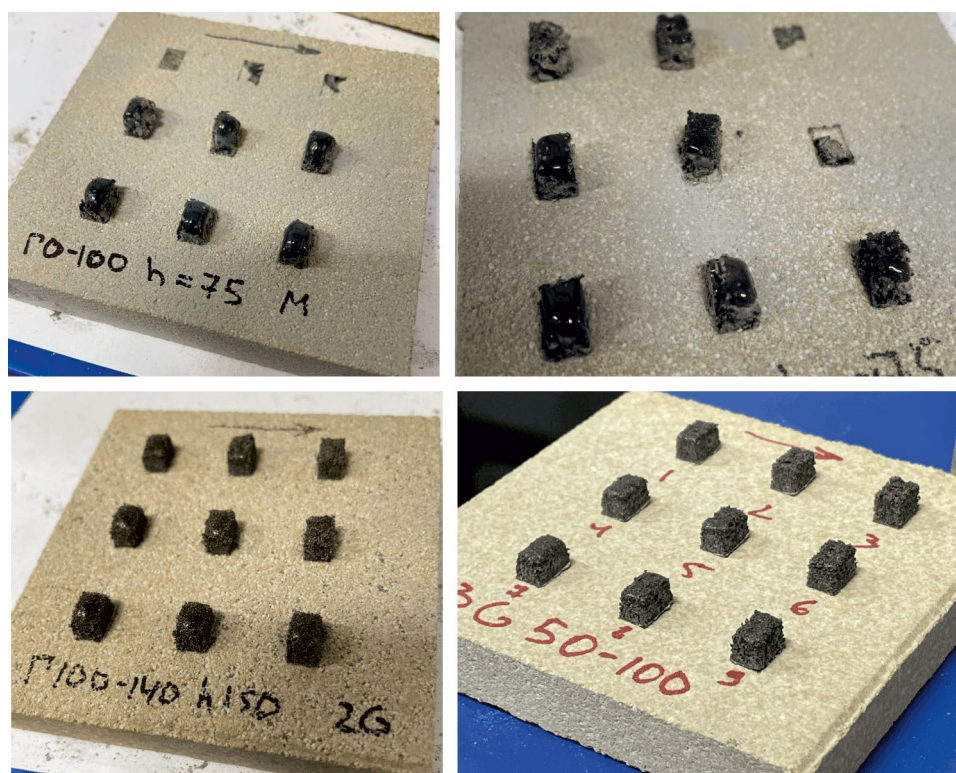


Рис. 12. Пробные сплавленные образцы из четырех композиций на подложках: ГД 0-100 и ЛДР 0-100 (вверху) и ГД 50-100 и ГД 100-140 (внизу).

образца после сплавления, $\rho_{\text{СЛС}}$. Величина плотности, $\rho_{\text{СЛС}}$, всегда меньше плотности исходного вещества, $\rho_{\text{ИВ}}$, так как при сплавлении в веществе неизбежно образуются закрытые поры, которые уменьшают его плотность. Очевидно, что величина $1 - \rho_0/\rho_{\text{СЛС}}$, выраженная в процентах, определяет параметр пористости. При этом можно предположить, что именно величина плотности $\rho_{\text{СЛС}}$ в конечном итоге определяет прочностные и тепловые свойства образцов, изготовленных по технологии СЛС.

На рис. 13 представлены зависимости пористости экспериментальных образцов от плотности энергии при СЛС. Сплавления на одних и тех же режимах проводились многократно для усреднения данных на основании измерений для нескольких независимо полученных образцов. Погрешности на графиках обусловлены отклонениями результатов отдельных серий от среднего значения. Полученные зависимости по характеру согласуются с результатами статьи [24], где использовался имитатор JSC-1 с фракциями 0...100 мкм, однако достигнутое минимальное значение пористости составило 40 %. Для образцов, полученных в результате настоящего исследования, минимальное значение пористости составило около 30 %. Это означает, что параметры

исходной порошковой композиции и режимов СЛС были выбраны более удачно, что позволило получить образцы с более высокой степенью сплавления.

При этом можно предположить, что полученный уровень сплавления наиболее близок

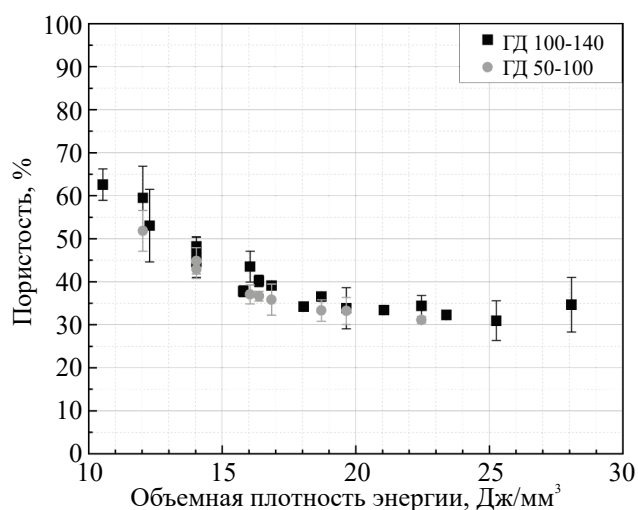


Рис. 13. Зависимость пористости образцов для композиций ГД 50-100 и ГД 100-140 от волемной плотности подводимой энергии E .

к максимальному — величина 3.1 г/см^3 вероятно не может быть достигнута без полного расправления исходной порошковой композиции с утратой заданной геометрической формы.

Была решена задача по поиску наилучшего режима селективного лазерного сплавления, позволяющего проводить многослойное сплавление специально приготовленных порошковых композиций из габбро-диабаз: ГД 50-100 и ГД 100-140 в штатном режиме нанесения слоев на платформу построения.

Было получено 36 образцов для ГД 50-100 и 72 для ГД 100-140. Проведено 15 экспериментов по СЛС в различных режимах для изготовления тестовых образцов из габбро-диабаз, преобразованного в порошковые композиции с узкими диапазонами фракционности ГД 50-100 и ГД 100-140. Использовано 15 кг исходного материала. Суммарное время работы лазерной установки составило 15 ч.

Также были выполнены несколько многослойных сплавов образцов с меньшей толщиной слоя, с использованием повторного прожига, а также образец со сложной геометрией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании выполненных исследований можно сделать следующие выводы: лунный реголит как порошковый материал для решения задачи изготовления элементов лунной инфраструктуры на месте (In Situ Resource Utilization, ISRU) обладает рядом особенностей по сравнению с земными материалами, которые проявляются при попытке использовать для его обработки готовые технологии.

В настоящей статье это было показано на примере технологии селективного лазерного сплавления. Исходный материал — имитатор реголита должен проходить стадию предварительной подготовки, при этом в качестве имитатора могут выступать измельченные земные породы: габбро-диабаз или лабрадорит. Исследования показали, что для выбранной технологии не имеет значения какой из имитаторов морской или материковый используется, определяющее значение имеют форма частиц и характер распределения их по размерам. Предложенные композиции порошковых материалов с выделенным диапазоном фракций ГД 50-100 и ГД 100-140 показали свое преимущество по сравнению с обычно используемыми имитаторами с диапазоном частиц от 0 до 100 мкм в более технологичном процессе изготовления тестовых образцов и более

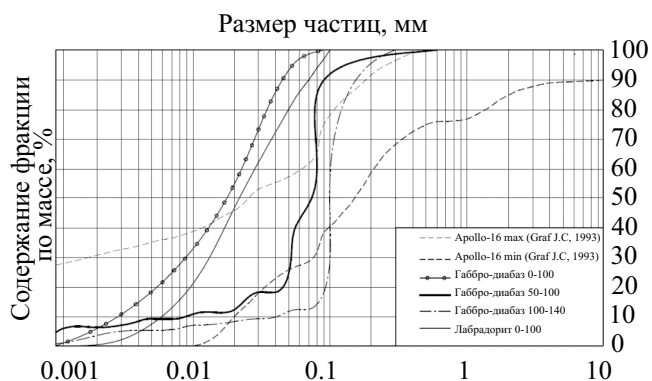


Рис. 14. Интегральные распределения частиц по размерам для порошковых композиций: ГД 0-100, ГД 50-100, ГД 100-140 и ЛДР 0-100 и область распределений частиц для всех образцов реголита с *Apollo-16* (*Apollo-16 max* и *Apollo-16 min*).

широком диапазоне режимов сплавления, при которых получают образцы заданной формы.

При этом следует отметить, что предложенные на основе проведенных экспериментов порошковые композиции незначительно отличаются по своим гранулометрическим характеристикам от реального реголита. На рис. 14 представлено сравнение интегральных гранулометрических распределений для всех образцов реального реголита, доставленных в экспедиции *Apollo-16* [19], и порошковых композиций, изученных в настоящей статье. Распределения для обеих оптимальных для СЛС композиций, ГД 50-100 и ГД 100-140, находятся в пределах кривых максимальных и минимальных границ распределений реального реголита.

Это означает, что для применения технологий СЛС для подхода ISRU может потребоваться предварительная корректировка фракционности лунного реголита с устранением мелких частиц и формированием порошковых композиций с узким диапазоном фракционности. Дальнейшие исследования должны быть направлены на дополнительное изучение и экспериментальное моделирование процесса сплавления такого материала неземного происхождения для подтверждения возможности использования лунного реголита с применением СЛС технологий.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают благодарность ЦКП АТОС Университета «ВОЕНМЕХ» за техническую помощь в проведении эксперимента по сплавлению имитаторов лунного реголита на лазерных установках, сотрудникам ЦКП МИСИС

и «МЕХАНОБР» за помощь в подготовке порошковых композиций.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00840.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрофанов И.Г. Об освоении Луны. Русский космизм, лунная гонка и открытие «новой Луны» // Земля и Вселенная. 2019. № 1. С. 5–17. DOI: 10.7868/S0044394819010018
2. Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V. et al. Hydrogen Mapping of the Lunar South Pole Using the LRO Neutron Detector Experiment LEND // Science. 2010. V. 330 (6003). P.483–486. <https://doi.org/10.1126/science.1185696>
3. Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Николаева О.В. Лунный грунт: свойства и аналоги. М.: [б.и.], 1975.
4. Taylor L.A., Pieters C. M., Britt D. Evaluations of Lunar Regolith Simulants // Planetary and Space Science. 2016. V. 126. P. 1–7. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2016.04.005>
5. Farries K.W., Visintin P., Smith S.T. Construction of lunar masonry habitats using laser-processed bricks // 71st Int. Astronautical Congress (IAC) – The CyberSpace Edition. 2020.
6. Fateri M., Gebhardt A. Process Parameters Development of Selective Laser Melting of Lunar Regolith for On-Site Manufacturing Applications // Int. J. Appl. Ceram. Technol. 2015. V. 12. Iss. 1. P. 46–52. DOI: 10.1111/ijac.12326
7. Caprio L., Demir A.G., Previtali B. et al. Determining the feasible conditions for processing lunar regolith simulant via laser powder bed fusion // Additive Manufacturing. 2020. V. 32. Art.ID. 101029. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2019.101029>
8. Cesaretti G., Dini E., Kesteliev X.D. et al. Building components for an outpost on the Lunar soil by means of a novel 3D printing technology // Acta Astronautica. 2014. V. 93. P. 430–450. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2013.07.034>
9. Taylor S.L., Jakus A.E., Koube K.D. et al. Sintering of micro-trusses created by extrusion-3D-printing of lunar regolith inks // Acta Astronautica. 2018. V. 143. P. 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2017.11.005>
10. Grugel R.N. Integrity of sulfur concrete subjected to simulated lunar temperature cycles // Advances in Space Research. 2012. V. 50. P. 1294–1299. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.06.027>
11. Simonds C.H. Sintering and hot pressing of Fra Mauro composition glass and the lithification of lunar breccias // American J. Science. 1973. V. 273. P. 428–439. <https://doi.org/10.2475/ajs.273.5.428>
12. Allen C.C., Morris R.V., McKay D.S. Oxygen extraction from lunar soils and pyroclastic glass // Journal of Geophysical Research: Planets. 1996. V.101. P.26085–26095. <https://doi.org/10.1029/96JE02726>
13. Meek T.T., Cocks F.H., Vaniman D.T. et al. Microwave processing of lunar materials: Potential applications // Lunar and Planetary Institute. 1985.
14. Maurice S., Wiens R.C., Saccoccio M. et al. The ChemCam instrument suite on the Mars Science Laboratory (MSL) rover: science objectives and mast unit description // Space Sci. Rev. 2012. V. 170. P. 95–166. DOI: 10.1007/s11214-012-9912-2
15. Balla V.K., Roberson L.B., O'Connor G.W. et al. First demonstration on direct laser fabrication of lunar regolith parts // Rapid Prototyping J. V. 18. Iss. 6. P. 451–457. <https://doi.org/10.1108/13552541211271992>
16. Goulas A., Binner J.G.P., Harris R.A. et al. Assessing extraterrestrial regolith material simulants for in-situ resource utilisation based 3D printing // Applied Materials Today. 2017. V. 6. P. 54–61. <https://doi.org/10.1016/j.apmt.2016.11.004>
17. Gerdes N., Fokken L. G., Linke S. et al. Selective Laser Melting for processing of regolith in support of a lunar base // J. Laser Applications. 2018. V. 30. Art. ID. 032018. DOI: 10.2351/1.501857
18. Томилина Т.М., Ким А.А., Лисов Д.И. и др. Эксперимент «Лунный-принтер» по лазерному сплавлению лунного реголита в космическом проекте «Луна-грунт» // Косм. исслед. 2023. Т. 61. № 4. С. 311–321. DOI: 10.31857/S0023420622600313.
19. Rose H. J., Baedeker P. A., Berman S. et al. Chemical composition of rocks and soils returned by the Apollo 15, 16, and 17 missions // Proc. Lunar Sci. Conf. 6th. 1975. P. 1363–1373.
20. Ray C.S., Reis S.T., Sen S. et al. JSC-1A lunar soil simulant: Characterization, glass formation, and selected glass properties // J. Non-Crystalline Solids. 356. 2010. V. 44. P. 2369–2374. DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2010.04.049
21. Material Safety Data Sheet NU-LHT-2M. 2008. NU-LHT – NASA. https://ares.jsc.nasa.gov/projects/simulants/_resources/nu-lht-2m_sds.pdf
22. Родэ О.Д., Иванов А.В., Назаров М. А. и др. Атлас микрофотографий поверхности частиц лунного реголита. Прага: Академия, 1979. 242 с.
23. Smelov V.G., Sotov A.V., Agapovichev A.V. et al. Selective Laser Melting of Metal Powder of Steel 316L // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2016. V. 142. Art.ID. 012071. DOI:10.1088/1757-899X/142/1/012071
24. Goulas A., Binner J.G.P., Engstrom D.S. et al. Mechanical behaviour of additively manufactured lunar regolith simulant components // Proc. IMechE Part L: J. Materials: Design and Applications. 2018. DOI: 10.1177/1464420718777932

УДК 520.6

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ ИЗ ИМИТАТОРА ЛУННОГО РЕГОЛИТА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЛАВЛЕНИЯ

© 2024 г. А. А. Ким¹, А. М. Лысенко¹, Т. М. Томилина^{1, *}

¹Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия

*tatiana@imash.ac.ru

Поступила в редакцию 06.12.2023 г.

После доработки 26.02.2024 г.

Принята к публикации 05.03.2024 г.

В статье представлены результаты экспериментального исследования прочностных свойств опытных образцов, полученных методом лазерного сплавления из порошковых композиций имитатора лунного реголита на основе габбро-диабазы. Порошковые композиции с диапазоном фракций 50...10 мкм и 100...140 мкм были подготовлены путем просеивания имитатора с гранулометрическим распределением частиц как у природного реголита. На опытных образцах с характерными размерами 7.5×5×6 мм³ исследованы их свойства: объемная плотность, твердость и прочность при сжатии на разных режимах сплавления. Получена зависимость этих свойств от объемной плотности подводимой энергии в диапазоне от 12 до 25 Дж/мм³. Измеренная твердость по Виккерсу опытных образцов, сплавленных из композиции 50...100 мкм, имела диапазон 691...830 HV, образцы из композиции 100...140 мкм имели более широкий диапазон: 330...830 HV. Максимальные значения прочности на сжатие для образцов из обеих композиций достигали 17...20 МПа при медианных значениях 12 и 17 МПа для первой и второй композиции соответственно. Указанные значения в достаточной степени соответствуют тем, которые могли бы быть получены при переработке лунных ресурсов *in-situ*.

DOI: 10.31857/S0023420624050111, EDN: IGVIDA

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость разработки технологии лунной 3D-печати продиктована тем, что для строительства исследовательской базы на Луне будет необходимо создавать лунную инфраструктуру — конструкции энергетических установок, антенны для космической связи и радиотелескопов, средства размещения научной аппаратуры, модули для служебного и бытового применения и прочее [1]. Доставка элементов таких конструкций с Земли несоизмеримо повысит стоимость и существенно усложнит дальнейшее развитие миссии по освоению Луны. Вопрос об использовании лунных ресурсов *in situ* обсуждается на разных уровнях, и исследования в этом направлении уже имеют свою историю. Появились предложения по созданию строительных материалов по аналогии с земными вариантами и на основе имеющихся технологий. В первых таких предложениях в качестве строительного

материала предполагалось использовать так называемый «лунный бетон», то есть бетонную смесь из двух-трех компонентов, например, на основе алюминатно-кальциевого цемента [2], в пропорциях: реголит — 54.1 %, цемент — 30.9 %, вода — 1 %. При этом предполагалось, что все компоненты можно добыть на Луне, в том числе и воду [3]. Был получен один образец — куб со стороной 25.4 мм (1 дюйм) с компонентом из натурального реголита, доставленного на Землю миссией *Аполлон-16*, и несколько небольших образцов с имитатором. Предел прочности образцов на сжатие составлял около 75 МПа, пористость около 8 %. В аналогичных исследованиях [4, 5] значения предела прочности на сжатие получены 38 и 48 МПа соответственно. Более рациональное предложение было сделано в работе [6], где в качестве связующего материала вместо воды и цемента используется сера (т.н. серный бетон), серу также предполагалось добывать

на месте [7]. При соотношении компонентов: сера — 35 %, имитатор JSC-1 — 65 %, получен образец — куб со стороной 50.8 мм. Строительные элементы из такого материала могут иметь прочность на сжатие 33.8 МПа как у керамического кирпича. Такая технология имеет свои особенности — во время приготовления бетона необходимо поддерживать температуру смеси от 120 до 148° С [8], при этом, как отмечено в статье [9], после 50 термических циклов с изменением температуры в 50° С, прочность строительного элемента из серного бетона падает почти в 6 раз (с 47 до 8 МПа). «Безводный» бетон можно получить, если в качестве связующего материала использовать полимеры, когда к реголиту добавляется измельченный полимерный порошок, смесь нагревается и выдавливается в форму. В работе [10] таким образом получен куб со стороной 50 мм из «базальта 3-го поколения «HLS-1», с пределом прочности на сжатие 10.3 МПа, что вполне приемлемо для условий Луны, но в этом случае необходимые полимеры надо доставлять с Земли, причем такие полимеры должны хорошо работать в условиях вакуума и экстремальных температур.

Одним из интересных способов получения строительного элемента (СЭ) из лунного реголита является метод, основанный на самоподдерживающейся термитной реакции, в которой химическое соединение чистого алюминия с оксидом металла происходит с выделением тепла, достаточного для спекания лунного реголита. В работе [11] для запуска этой реакции использовали металлический проводник, который под действием тока нагревался до высокой температуры. В состав исходного материала входили: имитатор JSC-1A — 80.56 % и алюминий — 19.44 %, получены образцы цилиндрической формы с размерами по диаметру 2.5 см, по высоте до 7.5 см. Созданный СЭ имел прочность на сжатие 18 МПа. Существенный недостаток такого метода — получение чистого алюминия на Луне или его доставка с Земли.

Представленные выше методы для создания СЭ требуют добавления в реголит дополнительного материала, что сильно усложняет их реализацию непосредственно на Луне, поэтому наряду с развитием этих методов появились предложения создавать СЭ из чистого реголита без добавок, например, в формовочных печах, путем непосредственного нагрева реголита до температуры несколько ниже температуры плавления. В таких условиях реголит спекается и образуется твердый образец с цельной

формой, практически без внутренних пор и с высоким значением предела прочности на сжатие. Например, в исследованиях [12, 13] из имитаторов реголита JSC-1 и JSC-1A были получены небольшие цилиндрические образцы диаметром 12 мм и высотой 7...20 мм, с пределом прочности на сжатие 219 и 230 МПа — одним из самых высоких на сегодняшний день для СЭ из лунного реголита. Однако высокое энергопотребление — 2 кВт по сравнению с 0.2 кВт для лазера, и необходимость изготавливать индивидуальную форму для разных СЭ могут служить препятствием для развития этого метода применительно к лунным условиям.

В качестве решения проблемы добавок, предлагается создавать СЭ из лунного реголита с помощью аддитивных технологий непосредственно на поверхности Луны, и затем собирать из них необходимые конструкции и сооружения.

На сегодняшний день эти земные технологии включают перечень уже достаточно хорошо развитых методов для изготовления деталей сложной формы. Для создания СЭ из реголита на Луне на данном этапе наиболее реализуемым представляется метод Селективного лазерного сплавления (СЛС), в котором сплавление исходного порошкового вещества происходит под действием лазерного излучения, и изделие формируется послойно на платформе построения по заданной программе. В промышленности в качестве исходного материала для СЛС используются специально приготовленные металлические порошки, имеющие однородный (или специально подобранный) химический состав, почти идеальную сферическую форму и гранулометрический состав с узким диапазоном распределения частиц. Однако лунный реголит как природный материал космического происхождения, сильно отличается по своим химическим, физико-механическим характеристикам от таких порошков.

Для реализации метода СЛС применительно к лунному грунту следует выяснить требования к подготовке исходного порошка с оптимальными свойствами не только по химическому, но и по гранулометрическому составу. Этот вопрос пока не изучен. Как правило, для экспериментов используются композиции из коммерчески доступного имитатора реголита JSC-1, разработанного в США, с диапазоном размеров частиц 0...100 мкм (частицы с размерами больше, чем 100...200 мкм удаляются путем просеивания). Но при таком широком диапазоне, сплавление порошка в слое происходит неравномерно, и, как было отмечено в работе авторов [14], наличие

мелких фракций также не позволяет нанести качественные слои — проявляется свойство «нетекучести» порошка.

В настоящее время не существует универсальной аддитивной технологии СЛС, которая эффективно могла бы сплавлять различные материалы. Например, при сплавлении керамических порошков обычно используют волоконный лазер с длиной волны 10.6 мкм, а для сплавления металлических порошков — 1.06 мкм. Применяются некоторые общие рекомендации: для того чтобы материал мог быть использован в технологическом процессе, он должен быть в виде порошка, желательно сферической формы, которая гарантирует высокую сыпучесть и плотность упаковки / слоя, и, как следствие, быстрое и воспроизводимое распределение слоев. Для оптимизации сыпучести рекомендуется узкое распределение зерен / частиц по размерам с низким процентом мелких частиц: 15...45 мкм или 20...63 мкм, а параметры процесса сплавления подбираются для каждого материала отдельно.

Также недостаточно изучен вопрос о том, какими свойствами должны обладать СЭ из лунного вещества для сборки лунных конструкций, насколько эти свойства зависят от свойств исходного порошка из лунного реголита и от выбора конкретных режимов сплавления.

Для подтверждения пригодности лунного реголита для практического применения для подхода *in situ resources utilization (ISRU)*, необходимо определить фактические физико-механические параметры СЭ, которые могут быть изготовлены на Луне с применением СЛС-технологии.

В настоящей статье представлены результаты лабораторных исследований прочностных характеристик тестовых образцов, созданных из имитатора лунного реголита на основе измельченной каменной крошки земной породы габбро-диабазы с различными гранулометрическими параметрами. Были измерены значения объемных и истинных плотностей тестовых образцов из порошков с разными гранулометрическими параметрами в зависимости от мощности лазера и режима сканирования, а также пределы прочности на сжатие тестовых образцов в зависимости от параметров сплавления. Представлены предварительные оценки возможности использования СЭ из лунного реголита с такими свойствами для строительства на Луне.

В предыдущих работах авторов [14, 15] было показано, что имитатор является адекватным аналогом вещества лунного реголита для

решаемой задачи, и его можно использовать для приготовления имитаторов лунного грунта как морского, так и материкового типа [15, 16]. Также были определены требования к гранулометрическим характеристикам порошков из габбро-диабазы для обеспечения удовлетворительных результатов сплавления при использовании СЛС-установки Concept Laser Mlab Cusing (GE Additive company) с волоконным лазером Yb:YAG с максимальным значением мощности $P = 100$ Вт и скорости сканирования, V , до 325 мм/с.

1. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗЦОВ, СПЛАВЛЕННЫХ ИЗ ВЕЩЕСТВА-ИМИТАТОРА ЛУННОГО РЕГОЛИТА

Для лабораторных исследований сплавленных тестовых образцов в качестве исходного вещества для имитатора лунного реголита был выбран габбро-диабаз (ГД). Ранее было показано (см. [14]), что измельченная и просеянная каменная крошка из ГД в достаточной степени воспроизводит состав и термо-механические свойства природного реголита. Было установлено, что условия сплавления для порошка-имитатора хорошо выполняются для композиций с диапазоном частиц 50...100 мкм (ГД 50-100) и 100...140 мкм (ГД 100-140) и с распределением частиц по размеру, как у природного реголита, поэтому исходный порошок для настоящего исследования был приготовлен в соответствии с процедурой, предложенной в работе [16].

Проведенные ранее лабораторные исследования показали [16], что достаточно качественные образцы для последующих исследований можно изготовить на СЛС-установке Concept Laser Mlab Cusing на режимах, параметры которых (P , V) изменялись в следующих диапазонах: мощность лазера $P = 60...90$ Вт и скорость сканирования $V = 125...200$ мм/с при постоянной толщине наносимого слоя $h = 150$ мкм и шаге сканирования $H = 190$ мкм. При этом соответствующие значения объемной плотности подводимой энергии E , которые рассчитывались как отношение P / VhH , принимали значения от 10.5 до 28 Дж/мм³.

Для выполнения лабораторных исследований было изготовлено 36 тестовых образцов из ГД 50-100 и 72 тестовых образца из ГД 100-140 с характерными размерами (длина, ширина, высота): 7.5×5×6 мм³. Ниже приведены результаты их лабораторных испытаний.

2. ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ОПЫТНЫХ ОБРАЗЦОВ ОТ УСЛОВИЙ СПЛАВЛЕНИЯ

Для изучения зависимости параметров плотности сплавленных образцов от подводимой энергии сплавления были проведены измерения для двух видов плотности: для объемной плотности образца и для истинной плотности вещества, из которого состоит образец. Объемная плотность оценивалась на основе прямых измерений линейных размеров образцов, погрешность составляла 3...8 %, в предельных случаях до 14 %. Истинная плотность вещества измерялась методом гидростатического взвешивания, для которого погрешность составляет также 3...8 %, в предельных случаях до 1 %, и пикнометром с погрешностью до 2 %.

Тестовые образцы из порошковой композиции ГД 50-100 были изготовлены на девяти режимах сплавления с параметрами (P , V) на основе матрицы 3×3 , столбцы которой соответствовали разной скорости сканирования V , а строки — разной мощности лазера P , каждой ячейке матрицы соответствовала расчетная величина объемной плотности подводимой энергии E ; в табл. 1 приведены параметры режимов (P , V) в порядке возрастания значений E .

Полученные тестовые образцы на подложке для одного сеанса сплавления представлены на рис. 1. Для каждого режима было выполнено четыре сплавления — таким образом, для каждого значения плотности энергии было изготовлено четыре образца.

На рис. 2 и 3 приведена зависимость объемной и истинной плотности, а также отношение между ними для образцов, изготовленных из порошковой композиции ГД 50-100 в диапазоне изменения плотности энергии сплавления от 12 до 22.5 Дж/мм³. Для каждой точки было изготовлено по четыре образца, для которых полученные значения хорошо согласуются между собой — разброс составляет не более 12 % (в основном, 0...6 %). Представленные на рисунках

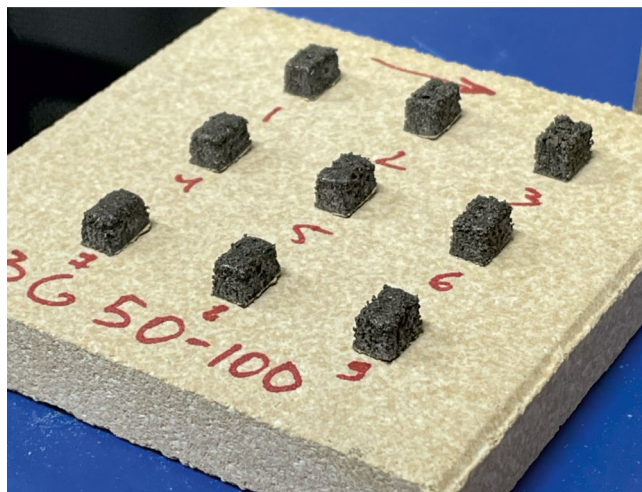


Рис. 1. Тестовые образцы из композиции ГД 50-100 на подложке, сплавленные на режимах 1–9 с заданными параметрами P и V (табл. 1); размеры образцов: 7.5×5×6 мм³.

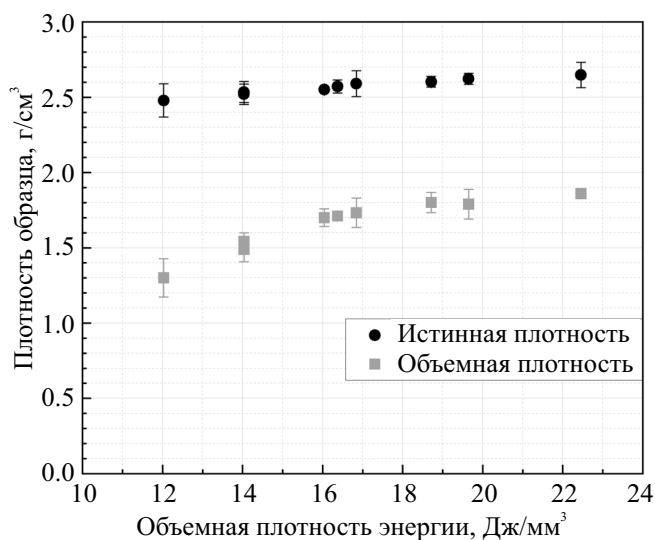


Рис. 2. Зависимость истинной и объёмной плотности образцов от объёмной плотности подводимой энергии для композиции из ГД 50-100.

Таблица 1. Режимы сплавления тестовых образцов из ГД 50-100

Параметры	Режимы								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Мощность P , Вт	60	60	70	80	70	60	80	70	80
Скорость V , мм/с	175	150	175	175	150	125	150	125	125
Плотность энергии E , Дж/мм ³	12.0	14.0	14.0	16.0	16.4	16.8	18.7	19.6	22.5

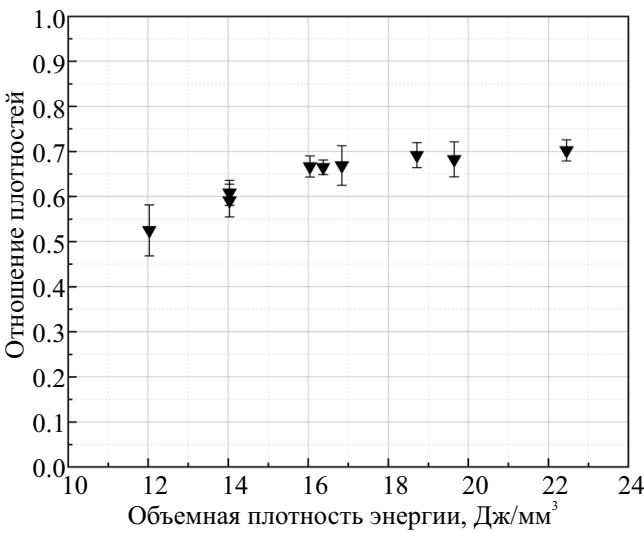


Рис. 3. Зависимость отношения объёмной плотности к истинной плотности образцов от объёмной плотности подводимой энергии для композиции ГД 50-100.

погрешности соответствуют точности измерений и стандартному отклонению, полученным для разных образцов.

Наблюдается рост плотности образцов с возрастанием плотности подводимой энергии. Объемная плотность образцов увеличивается примерно в 1.5 раза от 1.3 до 1.8 г/см³ при возрастании плотности энергии также примерно в 1.5 раза от 12 до 19 Дж/мм³ (рис. 2). Вероятно, эффект возрастания объемной плотности связан с уменьшением удельного объема полостей между отдельными частицами при более интенсивном сплавлении внешних слоев.

Также наблюдается слабое увеличение истинной плотности вещества тестовых образцов. При возрастании плотности энергии облучения с 12 до 22 Дж/мм³ величина истинной плотности увеличивается с 2.5 до 2.6 г/см³, то есть примерно на 5 %.

Очевидно, что отношение объемной и истинной плотности образцов испытывает рост при росте плотности энергии от 12 до 19 Дж/мм³ главным образом вследствие возрастания объемной плотности (рис. 2 и 3). В интервале значений плотности энергии выше 19 Дж/мм³ отношение плотностей остается постоянным на уровне около 0.7.

Тестовые образцы из порошковой композиции ГД 100-140 были изготовлены на 18 режимах сплавления. Область рабочих режимов (*P*, *V*) была расширена (на основе матрицы 4×4 плюс два режима) для уточнения характера зависимости плотности образцов от величины подводимой энергии сплавления, которая была получена для композиции ГД 50-100. Параметры режимов сплавления (*P*, *V*) в порядке возрастания значений *E* приведены в табл. 2; в таблице имеются одинаковые значения энергии *E*, соответствующие разным режимам сплавления.

Для каждого режима (*P*, *V*) также было выполнено четыре сплавления, и для каждого значения плотности энергии было получено четыре образца.

На рис. 4 и 5 приведены зависимости объемной и истинной плотности образцов, изготовленных из указанной композиции. Видно, что результаты для зависимости объемной и истинной плотностей от плотности энергии для двух порошковых композиций качественно хорошо совпадают. Для высоких значений плотности энергии >20 Дж/мм³ тестовые образцы из композиций ГД 50-100 и ГД 100-140 имеют примерно одинаковую объемную плотность около 1.8...1.9 г/см³ и истинную плотность около 2.7 г/см³.

Сходство зависимости плотностей тестовых образцов из ГД 50-100 и ГД 100-140 от объемной плотности энергии хорошо иллюстрируется графиками зависимости параметра пористости тестовых образцов от плотности энергии (рис. 6).

Таблица 2. Режимы сплавления тестовых образцов из ГД 100-140

Параметры	Режимы																	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Мощность <i>P</i> , Вт	60	60	70	60	70	80	90	80	70	60	90	80	70	90	80	100	90	100
Скорость <i>V</i> , мм/с	200	175	200	150	175	200	200	175	150	125	175	150	125	150	125	150	125	125
Плотность энергии, Дж/мм³	10.5	12.0	12.3	14.0	14.0	14.0	15.8	16.0	16.4	16.8	18.0	18.7	19.6	21.1	22.5	23.4	25.3	28.1

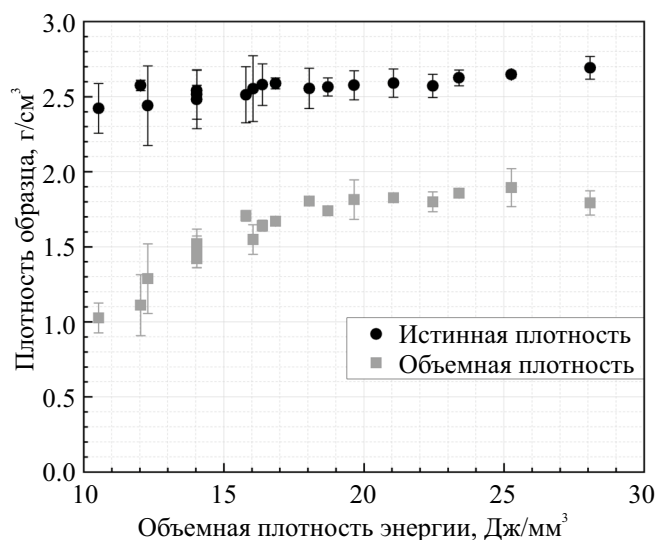


Рис. 4. Зависимость истинной и объёмной плотности образцов от объёмной плотности подводимой энергии для порошковой композиции ГД 100-140.

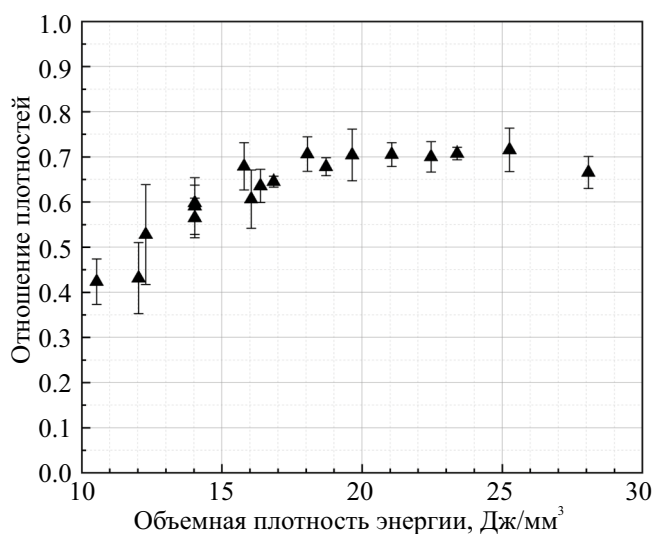


Рис. 5. Зависимость отношения объёмной плотности к истинной плотности образцов от объёмной плотности подводимой энергии, напечатанных из порошковой композиции ГД 100-140.

Одинаковое значение истинной плотности тестовых образцов, около 2.7 г/см^3 при подводимой энергии $>17 \text{ Дж/мм}^3$, для разных порошковых композиций (см. рис. 2 и 4), по всей видимости, связано с формированием в тестовом образце структуры из сплавленного вещества, которая определяется не только мощностью лазерного луча, но также шагом сканирования. Известно, что истинная плотность вещества габбро-диабазы составляет 3.07 г/см^3 . Отношение истинной плотности тестовых образцов, 2.7 г/см^3 , к указанной плотности равно 0.87. Вероятно, именно этот параметр остаточной пористости отличает структуру вещества в тестовых сплавленных образцах от исходного вещества габбро-диабазы.

Очевидно, что остаточная пористость вещества образцов при высокой энергии сплавления может быть связана с дискретным характером лазерного облучения слоя исходного порошка в виде отдельных треков. Расстояние между отдельными треками равно шагу сканирования лазера. Вещество вдоль треков состоит из сплавленных частиц, для которых при оптимальном режиме сплавления свободное пространство между частицами может быть близко к нулю, в то время как между треками нагревание происходит только вследствие теплопереноса и сплавление носит частичный характер, поэтому средняя пористость для всего объема сплавленного образца остается отличной от нуля.

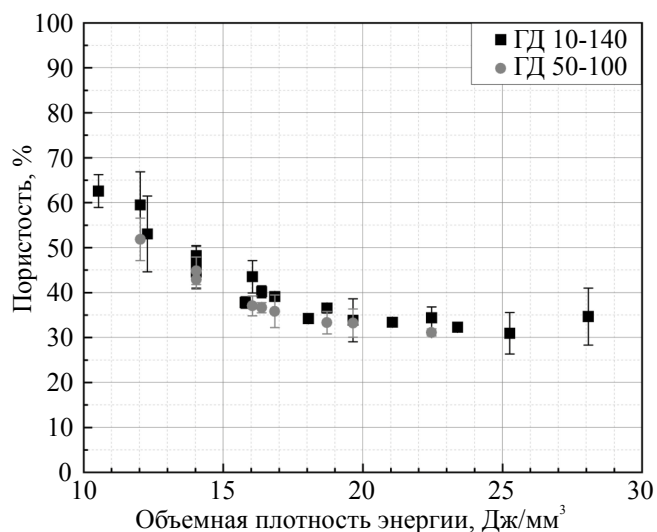


Рис. 6. Зависимость пористости тестовых образцов от плотности подводимой энергии для порошковых композиций ГД 50-100 и ГД 100-140.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЧНОСТИ ОПЫТНЫХ ОБРАЗЦОВ ОТ УСЛОВИЙ СПЛАВЛЕНИЯ

При изучении плотности тестовых образцов было установлено, что образцы, изготовленные на разных режимах сплавления, имеют практически совпадающие свойства. Для изучения прочности были изготовлены 18 сплавленных тестовых образцов, по 9 экземпляров из каждой фракционной композиции ГД 50-100 и ГД 100-140, и проведены стандартные измерения

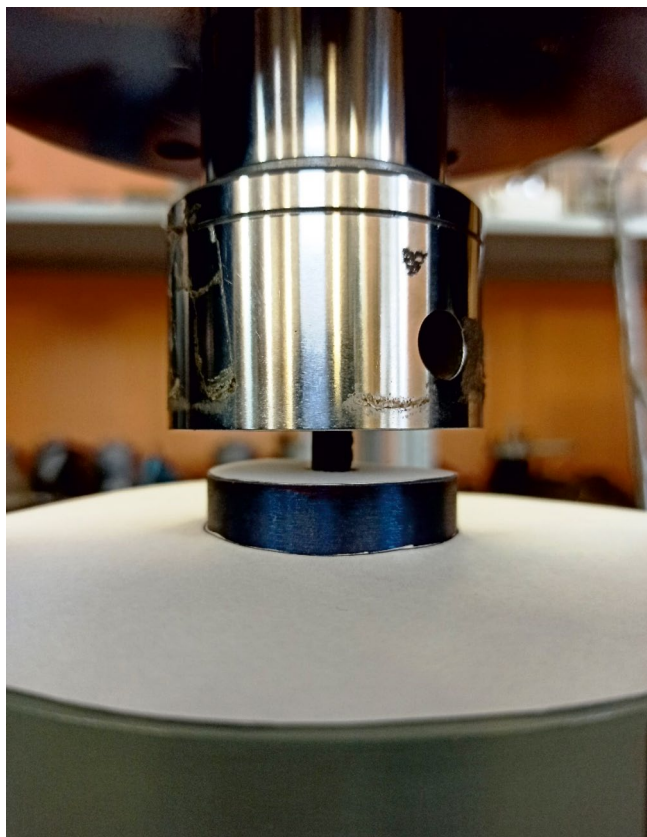


Рис. 7. Вид образца, установленного между сжимающими плитами испытательной установки.

предела прочности на сжатие. Сплавление образцов производилось на режимах (P , V), при которых плотность подводимой энергии менялась в пределах от 12 до 19 Дж/мм³ (при постоянной толщине слоя 150 мкм и шаге сканирования 190 мкм). Этим параметрам соответствует диапазон изменения пористости образцов от 60 % — при низкой энергии, до 35 % — при высокой (см. рис. 6).

Исследования механической прочности проводились на основе стандарта ГОСТ Р 57606-2017 «Композиты керамические. Метод испытания на сжатие при нормальной температуре» на универсальной электромеханической испытательной машине фирмы «Инстрон» модель 1115 со сменным динамометром с предельной нагрузкой 5 кН. Пример установки образца в измерительном приборе представлен на рис. 7.

Измерение геометрических размеров деформации образцов при нагружении проводилось цифровым микрометром с ценой шкалы измерения 1 мкм. Расчет продольной деформации образцов был выполнен по времени с учетом скорости перемещения подвижного захвата

испытательной машины и её жесткости с нагружающей оснасткой. Полученная жесткостная диаграмма вычиталась из всех диаграмм испытания образцов.

Перед испытаниями тестовые образцы подвергались механической обработке для придания им формы параллелепипеда. Все образцы имели небольшие сколы и неровности боковых поверхностей, влияние которых на качество проводимых экспериментов было оценено как незначительное. На рис. 8 показана микроструктура поверхности одного из образцов. Также для всех исследуемых образцов были измерены значения поверхностной твердости по методу Виккерса. Полученные значения для экземпляров из композиции ГД 50-100 имеют диапазон 691...830 HV, у образцов из композиции ГД 100-140 отмечен более широкий диапазон: 330...830 HV.

Оценка прочности проводилась по признаку разрушения образца с параллельным измерением величины деформации. Пример деформационной кривой, полученной в рамках испытаний одного из образцов, представлен на рис. 9.

Результаты измерений значений прочности (в мегапаскалях) в зависимости от плотности энергии сплавления для тестовых образцов из порошковых композиций ГД 50-100 и ГД 100-140 представлены раздельно в табл. 3 и на рис. 10

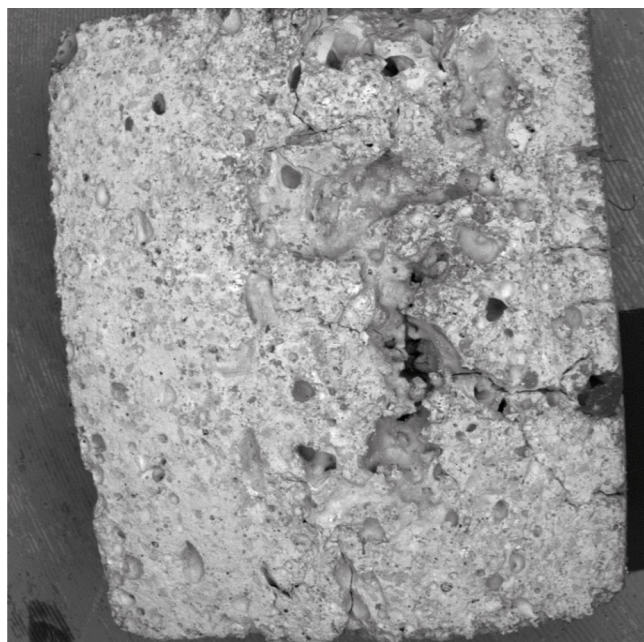


Рис. 8. Микроструктура поверхности тестового образца из порошковой композиции ГД 100-140. Фотография получена с электронного сканирующего микроскопа TESCAN VEGA 3 XMU.

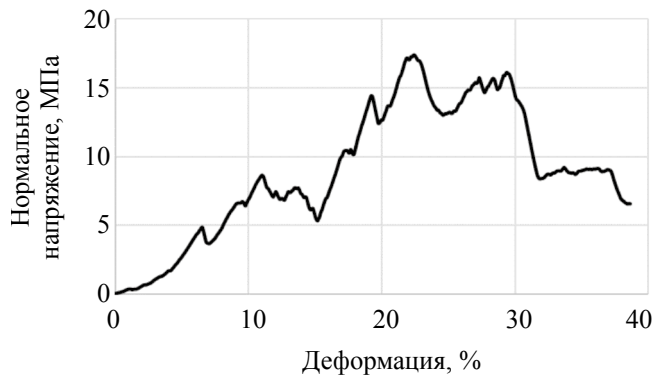


Рис. 9. Пример деформационной кривой: нормальное напряжение на сжатие образца в зависимости от деформации.

(обозначены треугольниками). В табл. 3 порядок расположения результатов измерений соответствует увеличению объемной плотности энергии сплавления.

Для ГД 50-100 максимальный предел прочности, равный около 17.0 МПа, и модуль Юнга, около 1020 МПа, достигаются при следующих параметрах сплавления: $P = 60$ Вт; $V = 125$ мм/с; толщина слоя $h = 150$ мкм; шаг сканирования $H = 190$ мкм. При этом величина деформации составляет 5.21 %.

Для ГД 100-140 максимальный предел прочности, равный 17...20.0 МПа, и модуль Юнга,

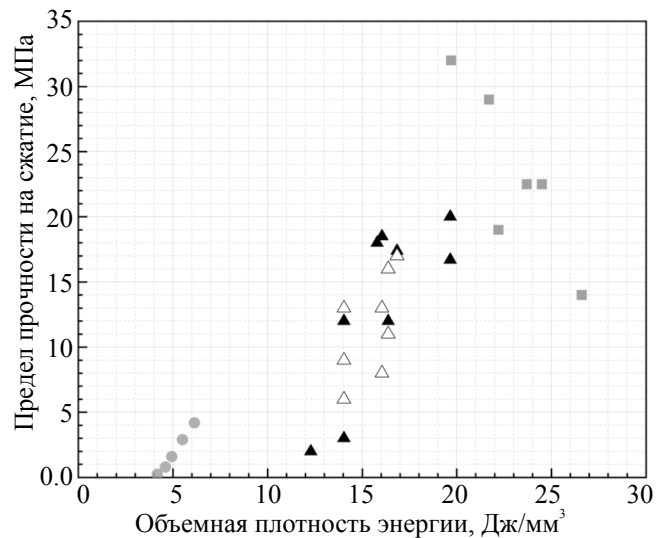


Рис. 10. Зависимость предела прочности на сжатие сплавленных образцов от объёмной плотности энергии: белый треугольник — ГД 50-100; чёрный треугольник — ГД 100-140; серый круг и серый квадрат — данные, приведенные в работах [17] и [18] соответственно.

~900...1500 МПа, достигаются при аналогичных параметрах сплавления: $P = 70$ Вт; $V = 125$ мм/с; толщина слоя $h = 150$ мкм; шаг сканирования $H = 190$ мкм. При этом величина деформации составляет 2.85 %.

Таблица 3. Результаты измерений значений предела прочности на сжатие образцов

№ п/п	Мощность P , Вт	Скорость V , мм/с	Плотность энергии E , Дж/мм ³	Предел прочности, МПа *	Модуль Юнга, МПа *
ГД 50-100					
1	60	150	14.0	13	482
2	70	175	14.0	9; 6	410; 471
3	80	175	16.0	8; 13	430; 977
4	70	150	16.4	16; 11	397; 546
5	60	125	16.8	17	1026
ГД 100-140					
6	70	200	12.3	2	199
7	80	200	14.0	3	151
8	70	175	14.0	12	617
9	90	200	15.8	18	609
10	80	175	16.0	19	1559
11	70	150	16.4	12	623
12	60	125	16.8	17	1410
13	70	125	19.6	17; 20	1373; 941

* Два значения в одной ячейке таблицы означают, что на этом режиме были сплавлены и исследованы два образца.

Для сравнения на рис. 10 показаны экспериментальные оценки прочности для опытных образцов, приведенные в работах [17, 18]. Можно говорить о том, что полученные результаты измерений предела прочности сплавленных образцов имеют корреляцию с результатами работы [17] — с ростом подводимой энергии сплавления предел прочности возрастает. Данные исследования [18] не позволяют сделать аналогичный вывод в рассмотренном диапазоне высоких значений энергии 20...26 Дж/мм³, предел прочности с увеличением энергии имеет тенденцию к уменьшению. Можно предположить, что причина состоит в характере разрушения образцов в процессе механических испытаний — наиболее вероятно, что на таких высоких для реголита энергиях (выше оптимальных) происходило хрупкое разрушение сплавленных образцов, при котором предел прочности образцов может быть неустойчив.

Следует отметить, что в работе [17] рассмотрена узкая область низких энергий (4...6 Дж/мм³) и соответственно получены низкие показатели прочности (от 0 до 4 МПа), которые приближаются к параметрам строительного кирпича только на верхней границе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе экспериментальных данных установлено, что порошковые композиции из габбро-диабазы ГД 50-100 и ГД 100-140 позволяют получить тестовые образцы удовлетворительно качества со значением параметра пористости на уровне 30 % при величине плотности энергии сплавления около 18...19 Дж/мм³. При меньших энергиях объем пористости увеличивается. Установлено, что зависимость пористости от плотности энергии СЛС оказалась практически одинаковой для двух указанных композиций.

Прочность тестовых образцов изучалась для значений плотности энергии сплавления от 12 до 20 Дж/мм³. Установлено, что эти показатели незначительно отличаются для порошковых композиций ГД 50-100 и ГД 100-140. Экспериментально полученные значения соответствовали значениям по прочности с большим разбросом от 2 до 20 МПа, при этом медианные значения составляли 12 МПа для ГД 50-100 и 17 МПа для ГД 100-140. Большие разбросы указанных значений могут быть связаны как с разной величиной плотности энергии сплавления, так и с неоднородностью частиц по размерам в исходных порошковых композициях.

Объединение полученных оценок прочности с данными исследований других авторов (рис. 10) позволяет говорить о тенденции увеличения прочности тестовых образцов с ростом плотности энергии сплавления. На данном этапе можно сделать вывод, что в случае использования порошковых композиций ГД 50-100 и ГД 100-140 в качестве исходного материала для СЛС можно получить вполне удовлетворительные строительные элементы с объемной плотностью около 1.8 г/см³, истинной плотностью вещества 2.6 г/см³ (рис. 2 и 4) и пределом прочности по напряжениям около 10 МПа, что соответствует известным значениям для твердого керамического кирпича.

Для иллюстрации полученных результатов можно оценить высоту башни на лунной поверхности, которую можно было бы построить из блоков с указанными параметрами, изготовленных из лунного реголита методом СЛС. Высота башни L может быть определена из условия, что суммарное давление в условиях лунной гравитации на нижнем СЭ башни будет соответствовать предельно допустимой нагрузке на сжатие для нижнего блока, принятой равной характерной величине 10 МПа. Согласно полученной выше оценке объемной плотности для СЭ, $\rho \approx 1.8$ г/см³, полное давление на нижний блок башни составит $p = \rho g_L L$, где $g_L = 1.63$ м/с² — ускорение свободного падения на Луне. Приравнявая эту величину к 10 МПа, получаем величину предельной высоты башни около $L = 3408$ м.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают благодарность Центру аддитивных технологий и объемного сканирования Университета «ВОЕНМЕХ» за техническую помощь в проведении эксперимента по сплавлению имитаторов лунного реголита на лазерных установках, сотрудникам Научно-исследовательского центра композиционных материалов МИСИС и НПК «Механобр-техника» за помощь в подготовке порошковых композиций.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00840.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрофанов И.Г., Зеленый Л.М. Об освоении Луны. Планы и ближайшие перспективы // Земля и Вселенная. 2019. № 4. С. 16–37. DOI: 10.7868/S0044394819040029.
2. Lin T.D., Love H., Stark D. Physical properties of concrete made with Apollo 16 lunar soil sample // 2nd Conf. On Lunar Bases & Space Activities. 1987. P. 483–487.
3. Hashimoto A. Evaporation metamorphism in the early nebula – evaporation experiments on the melt FeO-MgO-SiO₂-CaO-Al₂O₃ and chemical fractionations of primitive materials // Geochemical J. 1983. V. 17. Art.ID. 111.
4. Mishulovich A., Lin T.D., Tresouthick S.W. et al. Lunar cement formulation // Kaden R.A. (ed.): SP-125: Lunar Concrete. American Concrete Institute. 1991. P. 255–264.
5. Swint D.O., Schmidt S.R. Optimizing lunar concrete // Kaden R.A. (ed.): Lunar Concrete. American Concrete Institute. 1991. P. 41–56.
6. Omar H.A. Production of lunar concrete using molten Sulphur // Final Research Report for JoVe NASA Grant NAG8 – 278. 1993. <http://wayback.archive-it.org/1792/20100201064830/http://hdl.handle.net/2060/19980001900>
7. Vaniman D., Pettit D., Heiken G. Uses of lunar sulfur // NASA. Johnson Space Center, 2nd Conf. on Lunar Bases and Space Activities of the 21st Century. 1992. P. 429–435.
8. Grugel R. N., Toutanji H. Sulfur concrete for lunar applications – sublimation concerns // Advances in Space Research. 2008. V. 41. Iss. 1. P. 103–112. DOI: 10.1016/j.asr.2007.08.018
9. Toutanji H., Glenn-Loper B., Schrayshuen B. Strength and durability performance of waterless lunar concrete // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit AIAA. 2005. DOI: 10.2514/6.2005-1436
10. Koh S.W., Yoo J., Bernaold L.E. et al. Experimental study of waterless concrete for lunar construction // Earth & Space 2010: Engineering, Construction, and Operations in Challenging Environments. 2010. P. 1098–1102. DOI: 10.1061/41096(366)102
11. Faierson E.J., Logan K.V. Potential ISRU of lunar regolith for planetary habitation applications // Badescu V. (ed.): Moon: Prospective Energy and Material Resources. Springer. 2012. DOI: 10.1007/978-3-642-27969-0_9
12. Gualtieri T., Bandyopadhyay A. Compressive deformation of porous lunar regolith // Mater. Lett. 2015. V. 143. P. 276–278. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2014.11.153>
13. Indyk S.J., Benaroya H. A structural assessment of unrefined sintered lunar regolith simulant // Acta Astronaut. 2017. V. 140. P. 517–536. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2017.09.018>
14. Томилина Т.М., Ким А.А., Лисов Д.И. и др. Эксперимент «Лунный-принтер» по лазерному сплавлению лунного реголита в космическом проекте «Луна-грунт» // Косм. исслед. 2023. Т. 61. № 4. С. 311–321. DOI: 10.31857/S0023420622600313.
15. Ким А.А., Лысенко А.М., Томилина Т.М. Получение изделий из лунного реголита с помощью аддитивных технологий // Науч. тр. 6-ой международной научно-технической конференции «Живучесть и конструкционное материаловедение» (Живком-2022). 2022. С. 151–154. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=50230062> ; <https://ssms-imash.com/images/Proceedings%20ZHIVKOM-2022.pdf>
16. Томилина Т.М., Ким А.А., Лисов Д.И. и др. Лабораторные испытания селективного лазерного сплавления имитаторов лунного реголита с различными гранулометрическими свойствами // Косм. исслед. 2024. Т. 62. № 5.
17. Goulas A., Binner J.G.P., Engstrom D.S. et al. Mechanical behaviour of additively manufactured lunar regolith simulant components // Proc IMechE Part L: J Materials: Design and Applications. 2018. P. 1–16. DOI: 10.1177/1464420718777932
18. Caprio L., Demir A.G., Previtali B. et al. Determining the feasible conditions for processing lunar regolith simulant via laser powder bed fusion // Additive Manufacturing. 2020. V. 32. Art.ID. 101029. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2019.101029>

УДК 629.78.076.6:521.3
eLIBRARY. RU: 89.23.21

УПРАВЛЕНИЕ ОРИЕНТАЦИЕЙ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ СВЯЗИ «ЯМАЛ-201» И «ЯМАЛ-202» ПО СИГНАЛАМ БОРТОВОГО РЕТРАНСЛЯЦИОННОГО КОМПЛЕКСА

© 2024 г. Ю. Р. Банит^{1,*}, Д. Н. Севастьянов¹, М. Ю. Беляев^{2,3}

¹Акционерное общество «Газпром космические системы», Шёлково, Россия

²ПАО РКК «Энергия» им. С.П. Королёва, г. Королёв, Московская обл., Россия

³Мытищинский филиал МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*banit@gazprom-spacesystems.ru

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 27.10.2023 г.

Принята к публикации 30.10.2023 г.

Геостационарные спутники связи «Ямал-201» и «Ямал-202» были выведены на орбиту 24.XI.2003. Работа спутника «Ямал-202» продолжается уже более 20 лет. Успешной эксплуатации спутников этого типа (даже в условиях выхода из строя гироскопических измерителей угловой скорости — основных датчиков кинематического контура, а также ограничений в работе звездных датчиков и датчиков определения координат центра Земли) способствовала разработка режимов поддержания ориентации космических аппаратов (КА) с коррекцией от специального аппаратно-программного комплекса, использующего, в том числе, и сигналы земных станций спутниковой связи пользователей частотного ресурса КА. В статье рассмотрено решение задачи управления ориентацией спутников как в полуавтоматическом режиме, когда расчет и выдача на борт управляющих сигналов выполнялась с рабочего места оператора центра управления полетами (ЦУП), так и в автоматическом режиме, когда на борт передавались рассчитанные значения параметров углового движения спутника, по которым на борту рассчитывались необходимые управляющие воздействия для управления угловым движением КА.

DOI: 10.31857/S0023420624050125, EDN: IGUKNS

ВВЕДЕНИЕ

Важное место в обеспечении связи с абонентами в любой точке земного шара играют космические аппараты (КА) на геостационарных орбитах (ГСО) [1, 2]. Ежегодно с начала 2000 г. на ГСО запускались 15–30 связных КА [2]. С одной стороны это вызвано острой необходимостью обеспечения оперативной связи при решении различных национальных задач для всех стран мира, а с другой стороны — с периодическим выводом из эксплуатации используемых КА [2]. Связные КА, расположенные на ГСО, важны, например, для эффективного управления полетом космических аппаратов различного назначения, в том числе и пилотируемых орбитальных станций [3]. Для нашей страны актуальной задачей является также обеспечение бесперебойной, надежной связью добывающих

предприятий, расположенных в малонаселенных и малоосвоенных районах Крайнего Севера [4]. Телекоммуникационный и информационный ресурс в районах Крайнего Севера практически полностью обеспечивается ФГУП «Космическая связь» (КА «Экспресс») и АО «Газпром космические системы» (КА «Ямал»).

Космические аппараты «Ямал-201» и «Ямал-202» создавались в интересах ПАО «Газпром» для обеспечения связью вахтовых поселков рядом с газонефтяными месторождениями России, а также для ретрансляции телевизионных сигналов и организации каналов связи с мест для мероприятий с участием первых лиц государства — проведения видеоконференций, доступа в интернет [5, 6]. Спутники были выведены 24.XI.2003 ракетой «Протон» на промежуточную орбиту, а затем с помощью собственных

двигательных установок приведены в рабочие позиции 49° в.д. (КА «Ямал-202») и 90° в.д. (КА «Ямал-201») на геостационарной орбите.

Выход из строя гироскопических измерителей вектора угловой скорости (основных датчиков кинематического контура), ограничения в работе звездных датчиков (ЗД) при воздействии потока заряженных частиц во время солнечных вспышек, датчиков определения координат центра Земли в окрестности местной полуночи привели к необходимости разработки резервных режимов ориентации спутников.

Для управления ориентацией КА в условиях отсутствия измерений штатных датчиков ориентации оперативно были разработаны методы, основанные на прогнозировании углового движения КА. При этом были использованы

результаты технических экспериментов «Тензор», «Среда-МКС», выполненных на *Международной космической станции* [7, 8]. Для управления на длительных временных интервалах полета был разработан режим «Прогноз», в котором управление осуществляется по прогнозу изменения кинетического момента КА [9–12]. Длительность поддержания штатной ориентации в этом режиме зависит от точности определения различных параметров — начальных значений суммарного кинетического момента спутника, действующих на него возмущающих моментов, погрешности установки маховиков и погрешности измерения их моментов инерции. Наиболее существенное влияние на точность ориентации и, соответственно, длительность управления КА без негативного влияния на качество предоставляемых услуг оказывают первые две

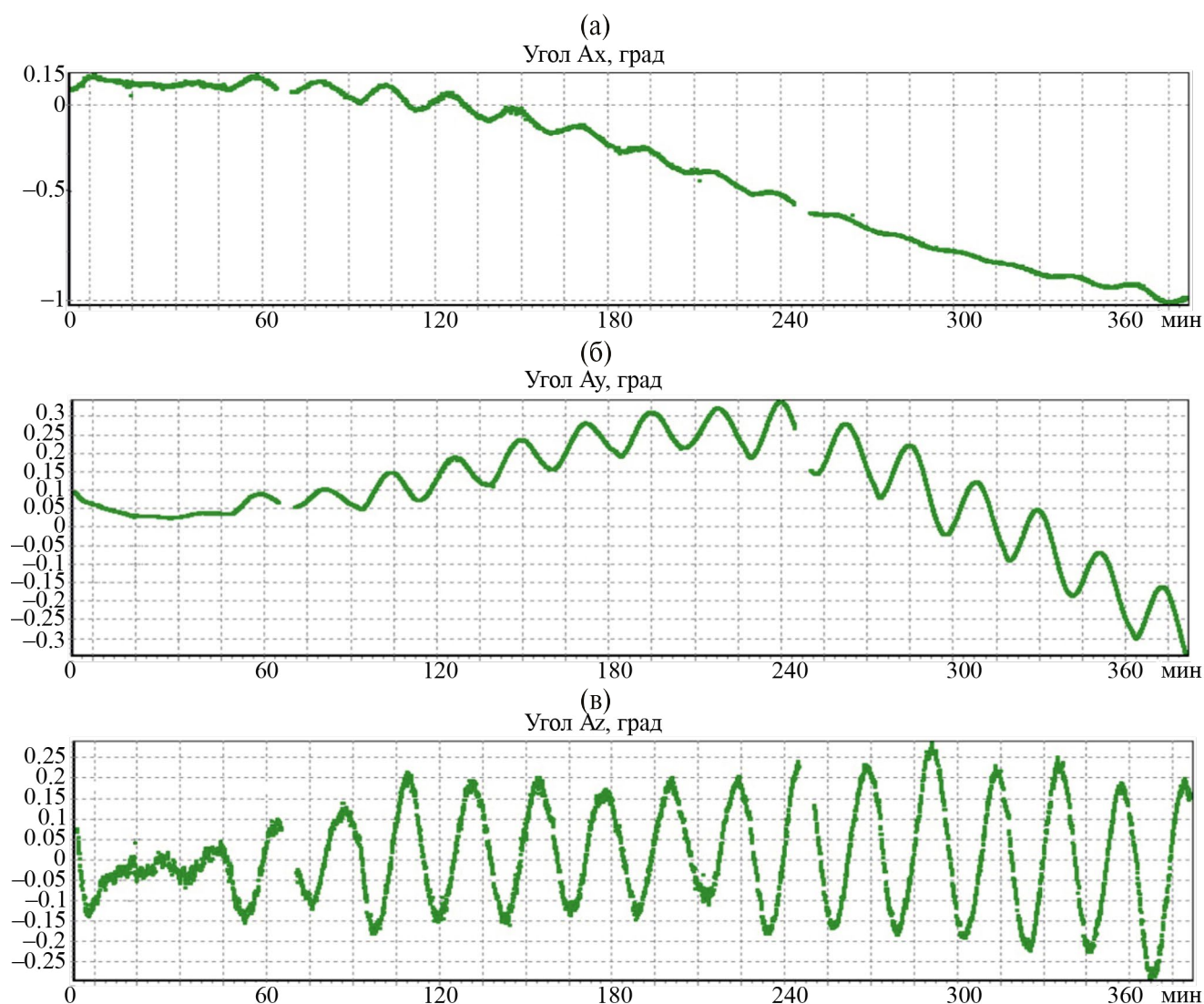


Рис. 1. Ориентация КА «Ямал-202» в режиме «Прогноз».

погрешности. Погрешность определения суммарного кинетического момента спутника приводит к появлению постоянно накапливающейся и периодической ошибок определения углов ориентации. Постоянная накапливающаяся ошибка обусловлена вращением спутника вокруг вектора суммарного кинетического момента. Величина периодической составляющей ошибки вокруг каждой оси обратно пропорциональна моменту инерции относительно этой оси и зависит от величин кинетических моментов маховиков и моментов инерции КА.

Опыт эксплуатации КА «Ямал» показывает, что, как правило, после 4 ч управления в режиме «Прогноз» погрешность ориентации превышала максимально допустимую величину 0.3° (рис. 1). Для управления в окрестности местной полуночи, на интервалах кратковременного отсутствия измерений звездных датчиков из-за трудности опознавания звезд, прохождения теневых участков орбиты указанной длительности 4 ч полета достаточно.

Однако период отсутствия измерений от звездных датчиков (ЗД) длился иногда более суток. Происходило это неоднократно во время высокой солнечной активности, приводившей к повышению плотности потока заряженных частиц, влияющих на ПЗС-матрицы ЗД. Для управления в этом случае был разработан режим «Корректируемый прогноз» с периодической коррекцией ориентации по информации от всех доступных датчиков, включая информацию от разработанного аппаратно-программного комплекса (АПК) определения ориентации КА по измерениям сигналов бортового ретрансляционного комплекса (БРК), передаваемых от земных станций спутниковой связи (ЗССС) пользователей частотного ресурса. В настоящей статье описываются основные принципы построения такого АПК.

1. СТРУКТУРА АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА

Аппаратно-программный комплекс представляет собой совокупность технических и программных средств, позволяющих решать задачи определения и управления ориентацией космических аппаратов без использования штатных датчиков ориентации системы управления движением и навигации (СУДН).

С помощью АПК решается задача управления ориентацией спутника по прогнозу изменения суммарного кинетического момента КА

(режим «Прогноз»). Разработано два варианта управления:

1. Управление без коррекции ориентации с использованием информации от внешних источников. В этом режиме выполняется задача оценки начальных значений кинематических параметров и последующее управление ориентацией по изменению кинетического момента маховиков.

2. Управление с регулярной коррекцией ориентации по показаниям штатных датчиков СУДН (звездного датчика, датчика определения координат центра Земли (БОКЦ), солнечного датчика (БОКС)) или системы определения ориентации по сигналам БРК.

В первом варианте измерения от штатных датчиков ориентации и маховиков используются для начальной выставки ориентации и угловой скорости КА. Последующее управление ориентацией выполняется бортовой цифровой вычислительной машиной (БЦВМ) по прогнозу изменения кинетического момента КА. При этом БЦВМ управляет изменением угловой скорости маховиков таким образом, чтобы суммарный кинетический момент КА в абсолютной системе координат оставался таким, каким он был сформирован по результатам начальной выставки. В процессе решения указанной задачи выполняются:

- определение внешних возмущающих моментов, действующих на спутник;
- определение начальной ориентации КА с использованием оптических датчиков;
- определение кинетического момента КА;
- фильтрация значений кинетического момента;
- моделирование кинетического момента КА в реальном времени с учетом внешних возмущающих моментов;
- расчет вектора требуемого управляющего момента;
- передача значений требуемого управляющего момента в БЦВМ для последующего формирования ею команды на маховики с целью коррекции ориентации КА.

Во втором варианте управления ориентацией КА в режиме «Прогноз» выполняется регулярная корректировка ориентации и угловой скорости спутника из центра управления полетом (ЦУП) по измерениям этих величин штатными датчиками СУДН (при наличии таких измерений) или по оценкам углов ориентации и угловых

скоростей, рассчитанных после соответствующей обработки принимаемых от бортового ретрансляционного комплекса сигналов. При этом решаются следующие задачи:

- прием сигналов БРК КА;
- сканирование заданного частотного диапазона для определения уровней сигналов потребителей;
- обработка полученных значений и расчет углов ориентации КА;
- передача значений рассчитанных углов ориентации в БЦВМ для последующего формирования ею команды на маховики с целью коррекции ориентации и угловой скорости КА;
- контроль управления ориентацией КА.

Для реализации описываемого способа управления ориентацией используются:

- передающие земные станции спутниковой связи, выбираемые на основании критериев, описанных далее;
- бортовой радиотехнический комплекс КА, ретранслирующий сигналы ЗССС;
- приёмная центральная земная станция спутниковой связи (ЦЗССС), которая принимает сигналы от БРК;
- земная станция служебного канала управления (ЗС СКУ), предназначенная для получения необходимой для расчетов телеметрической информации от спутника и передачи на борт управляющих сигналов;
- программно-аппаратный комплекс, предназначенный для обработки принятых ЦЗССС сигналов, расчёта кинематических параметров КА и управляющих воздействий.

Принимаемая земной станцией служебного канала управления телеметрическая информация от спутника через автоматизированное рабочее место (АРМ) управления поступает в АРМ определения кинематических параметров спутника (АРМ КП), где она обрабатывается специальным программным обеспечением. Через центральную земную станцию спутниковой связи принимаются ретранслированные сигналы БРК, которые сканируются анализатором сигналов. После предварительной обработки эта информация передается в АРМ КП, где проходит дополнительную обработку (выполняется фильтрация полученных сигналов, сглаживание и интерполирование / экстраполирование с заданным шагом на определенные моменты времени), выполняется оценка кинематических параметров спутника и расчет управляющих моментов, которые

должны быть реализованы маховиками для поддержания требуемой ориентации.

В качестве ЗССС можно использовать штатные станции потребителей радиочастотного ресурса КА, подающие на спутник сигнал. Для КА типа «Ямал» количество таких станций составляет несколько сотен. Доработка станций, изменение их характеристик при этом не требуется. Единственное требуемое условие — отсутствие автоматической регулировки мощности сигнала.

На начальном этапе выбираются передающие ЗССС потребителей частотного ресурса, расположенные как можно ближе к краю диаграммы направленности антенн БРК КА. Сигналы потребителей частотного ресурса передаются на КА для последующей их ретрансляции. В ЦУП установлена ЦЗССС, принимающая ретранслированные сигналы передающих ЗССС. Сигналы, принятые ЦЗССС, передаются в аппаратно-программный комплекс, основным элементом которого является анализатор спектра. Работая по сформированному для него заданию, АПК выбирает из всего спектра сигналов, ретранслируемых БРК, только те, которые были выбраны на подготовительном этапе и передаёт их характеристики на сервер. На сервере осуществляется окончательная обработка сигналов, их архивирование и передача величин мощности каждого выбранного сигнала для расчётов кинематических параметров на автоматизированное рабочее место, в котором производится расчет ориентации КА и управляющих моментов для парирования отклонений от штатной ориентации. Рассчитанные углы ориентации (или управляющие моменты) передаются на АРМ управления КА для передачи их на КА через земную станцию служебного канала управления.

2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ КА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ СИГНАЛОВ БРК

Определение ориентации спутника выполняется по анализу изменения мощности принимаемых сигналов. Основные требования к сигналам передающих станций следующие:

- стабильность сигнала. На больших временных интервалах сигнал должен меняться несущественно при штатной ориентации спутника, или его изменение предсказуемо и, следовательно, может быть описано с помощью каких-либо математических функций;

- изменение сигнала, вызванное разворотом КА, должно описываться линейной функцией (по крайней мере, при разворотах в пределах 0.5° , что достаточно, учитывая требования по точности ориентации);

- сигналы, выбираемые для оценки углов ориентации по крену, должны меняться в большей степени при развороте по крену и в меньшей степени по тангажу и рысканию. Аналогично сигналы, выбираемые для оценки угла тангажа, должны меняться в большей степени при развороте по тангажу и в меньшей степени по крену и рысканию и т.д.

Для поиска сигналов, удовлетворяющих перечисленным выше требованиям, последовательно выполнялись развороты КА по каналам крена, тангажа и рыскания.

На рис. 2 и 3 для примера показано влияние изменения уровней выбранных сигналов на отклонение от штатной ориентации КА по осям Y (крен) и Z (тангаж) соответственно.

Следует отметить, что расчет углов ориентации в процессе управления выполнялся по всем трем каналам. Однако управление по каналу рыскания отличалось от управления по каналам тангажа и крена. Разворот спутника по рысканию существенно в меньшей степени влияет на изменение принимаемых земными станциями сигналов. Анализ влияния показал, что разворот КА на 1.5° приводил к изменению сигналов на величину около $0.4\text{--}0.5$ Дб. Поэтому расчеты при малых значениях углов разворота спутника могли приводить к ошибкам в определении угла рыскания, вплоть до знака направления разворота. С учётом этого обстоятельства, управление выполнялось, прежде всего, по каналам крена и тангажа. Только при достижении расчетных углов рыскания величин близких к 1° выполнялось управление по этому каналу для изменения направления разворота.

По результатам разворотов для выбранных сигналов определяются функциональные зависимости, описывающие их изменение в зависимости от углов ориентации спутника:

$$\Delta P_i = a_{i1}\lambda_x + a_{i2}\lambda_y + a_{i3}\lambda_z, \quad (1)$$

где i — номер сигнала, $i = 1, \dots, N$; N — количество используемых ЗССС, причём в процессе полёта берётся $N = 20 \dots 30$; a_{i1}, a_{i2}, a_{i3} — коэффициенты, характеризующие изменение i -го сигнала при развороте КА вокруг осей рыскания, крена, тангажа, соответственно; $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ — углы разворота

спутника вокруг осей рыскания, крена, тангажа, соответственно.

В общем случае коэффициенты a_{i1}, a_{i2}, a_{i3} имеют разные значения при направлении и являются функциями углов разворота. Поэтому первый шаг решения — определение наиболее вероятного направления разворота по каждому из каналов управления. Таким образом, выполняется определение области поиска решения, и находятся коэффициенты системы уравнений (1), которые, вообще говоря, являются функциями углов, но при малых углах разворота можно считать их константами.

В матричном виде система уравнений, описывающих изменение сигналов при развороте спутника, имеет вид

$$\begin{aligned} A\Lambda &= \Delta P, \\ A &= \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & a_{N3} \end{pmatrix}, \\ \Lambda &= (\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z), \\ \Delta P &= (\Delta p_1, \Delta p_2, \dots, \Delta p_N)^T, \end{aligned} \quad (2)$$

где A — матрица коэффициентов системы уравнений; Λ — подлежащий определению вектор углов разворота спутника; ΔP — вектор изменения сигналов БРК, элементы которого получаются из сравнения текущего значения мощности сигнала с его эталонным значением, определенным в начале оценки как осреднённое значение мощности каждого сигнала при штатной ориентации спутника (значения углов ориентации близки к нулю).

Число равенств в системе (1) превышает количество неизвестных, поэтому они не могут выполняться одновременно в точном смысле. Искомые углы $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ определяются так, чтобы равенства (1) или (2) выполнялись с минимальной среднеквадратичной погрешностью

$$(\Lambda - \Delta P)^T (\Lambda - \Delta P) / N.$$

При решении задачи вводятся следующие ограничения:

- ориентация спутника в начале решения задачи оценки углов крена, тангажа и рыскания соответствует штатной ориентации;

- управление ориентацией строится таким образом, чтобы обеспечить величины углов менее 0.4° , что позволит оставаться в линейной

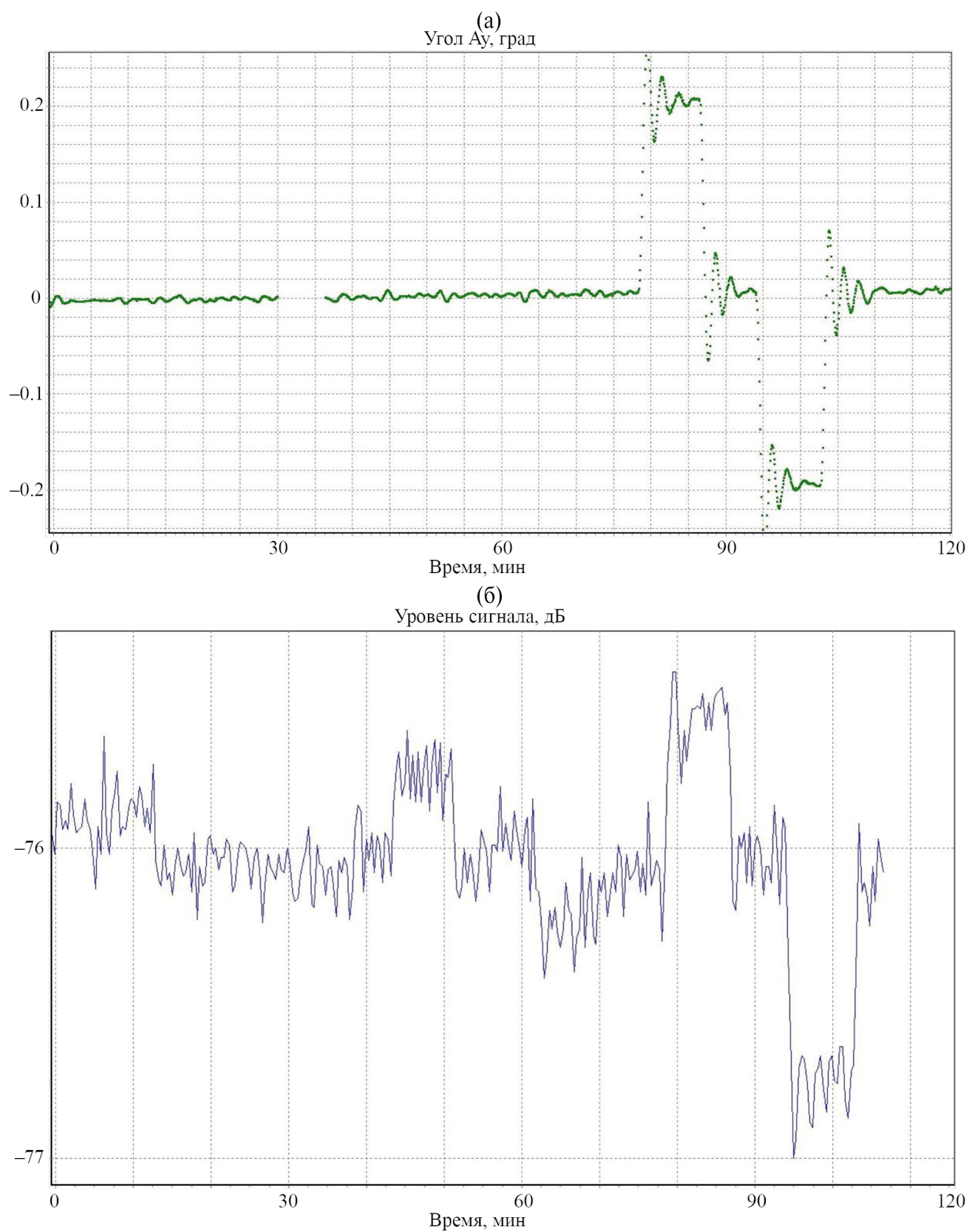


Рис. 2.

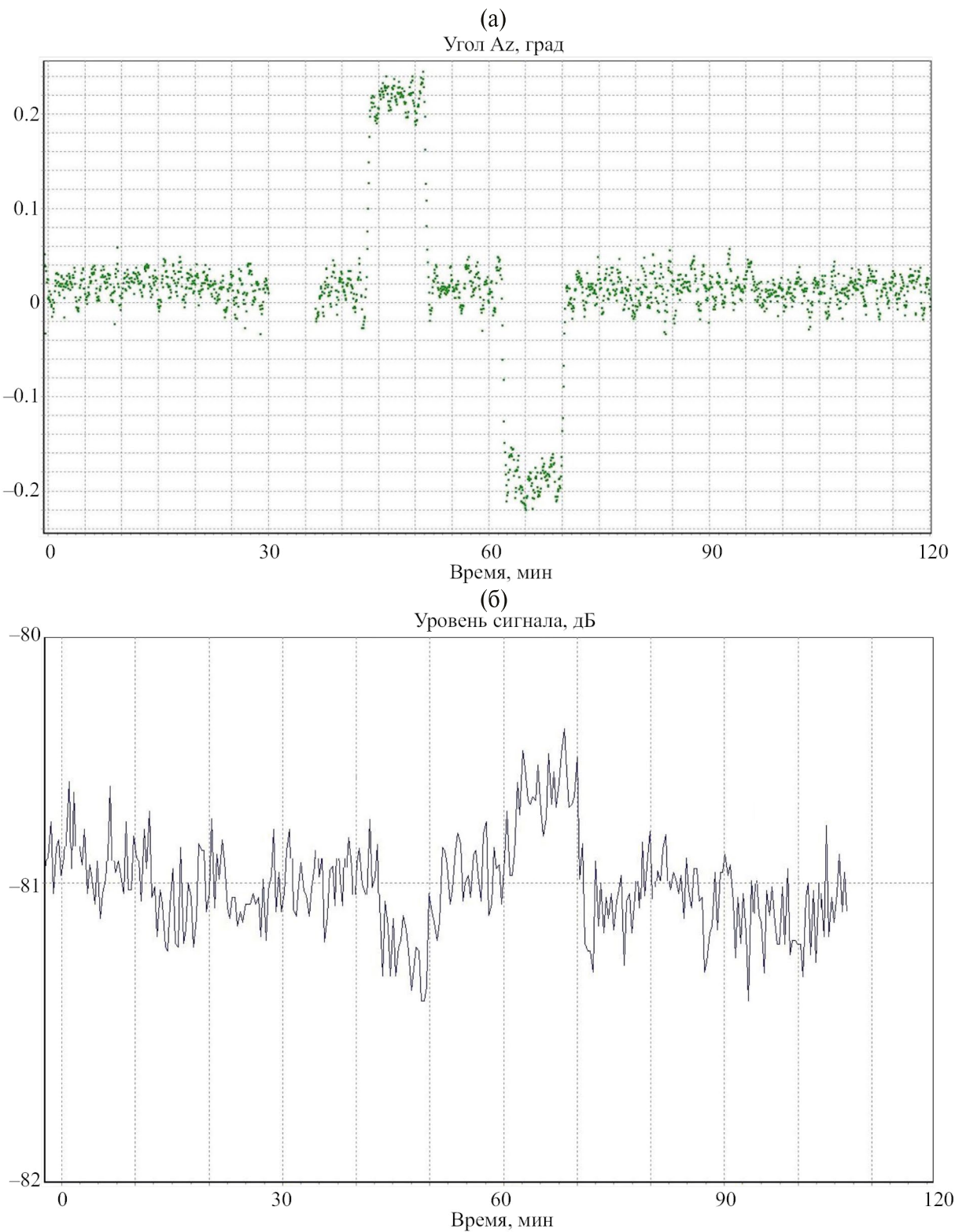


Рис. 3.

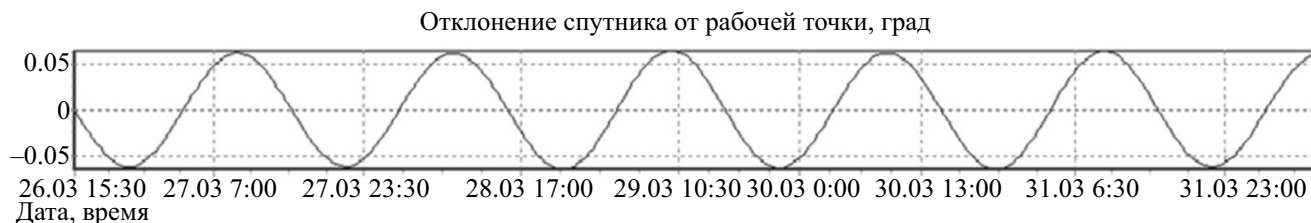


Рис. 4.

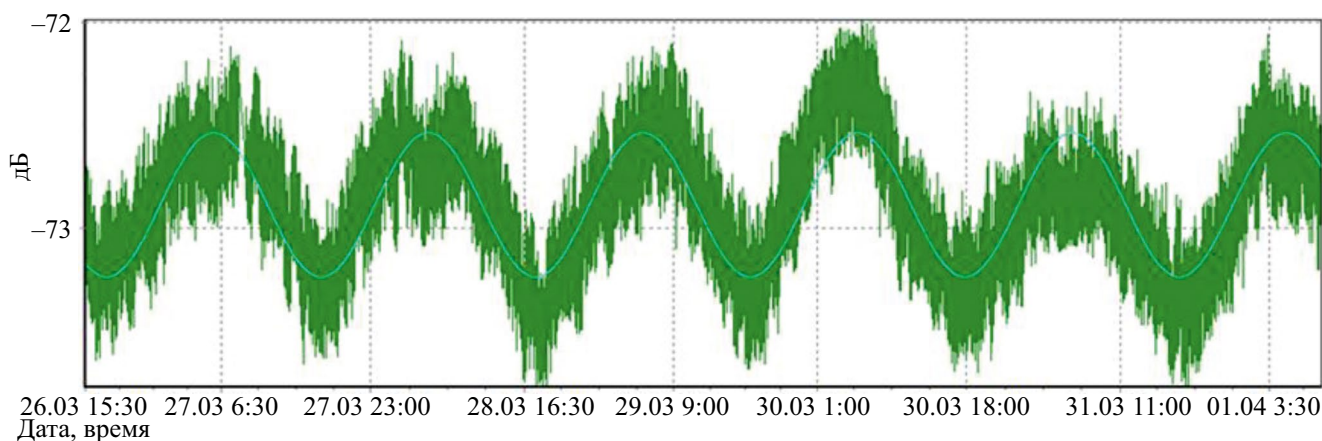


Рис. 5.

части зависимости изменения мощности от углов разворота спутника и, тем самым, повысить точность получаемых оценок при развороте КА.

3. УЧЁТ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

В процессе исследований была выявлена зависимость мощности сигналов от положения КА на орбите. Степень зависимости для разных сигналов различна, но некоторые довольно чувствительны даже к небольшому движению спутника относительно рабочей точки (не более 0.05°) — рис. 4.

Рисунки 4 и 5 иллюстрируют зависимость мощности сигнала от наклонения орбиты. Средняя амплитуда колебаний составляет 0.35 дБ, что для этого сигнала соответствует развороту КА на 0.3° .

Для исключения систематической составляющей ошибки определения ориентации спутника, вызванной изменением сигнала в результате орбитального движения, формируются функции, учитывающие это изменение. Приближение к сигналам БРК производится для гармонической функции:

$$F = A \cos(\omega t + \varphi) + h, \quad (3)$$

где A — амплитуда сигнала; ω — круговая частота; φ — начальная фаза; h — смещение сигнала; $\omega = 2\pi/p$, где p — период, определяемый по баллистической информации. Определяемые параметры: A , φ , h .

Функция (3) эквивалентна следующей функции:

$$F = a_1 \cos(\omega t) + a_2 \sin(\omega t) + h. \quad (4)$$

В отличие от равенства (3), определяемые параметры (h , a_1 , a_2) входят в функцию (4) линейно, поэтому функциональное приближение выполняется для равенства (4) и затем определяются параметры A и φ :

$$A = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$$

$$\cos(\varphi) = \frac{a_1}{A}, \quad \sin(\varphi) = \frac{a_2}{A}.$$

Поиск параметров осуществляется по методу наименьших квадратов, для чего минимизируется невязка:

$$\delta(h, a_1, a_2) = \sum (F_i - S_i)^2, \quad (5)$$

где S_i — сигнал БРК в момент времени t_i , $F_i = F(t_i)$.

Раскрытие формулы (5) приводит к системе из трех уравнений, линейных относительно определяемых параметров:

$$\begin{pmatrix} N & \sum \cos(\omega t_i) & \sum \sin(\omega t_i) \\ \sum \cos(\omega t_i) & \sum \cos^2(\omega t_i) & \sum \cos(\omega t_i) \sin(\omega t_i) \\ \sum \sin(\omega t_i) & \sum \cos(\omega t_i) \sin(\omega t_i) & \sum \sin^2(\omega t_i) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum S_i \\ \sum S_i \cos(\omega t_i) \\ \sum S_i \sin(\omega t_i) \end{pmatrix} \quad (6)$$

Суммирование в формуле (6) ведется по i , от $i = 1$, до $i = N$.

В формуле (6) под знак $\sum$ входят только те S_i , t_i , которые прошли через процедуру отбраковки:

$$|F_i - S_i| < 3\sigma,$$

где σ — среднеквадратичное отклонение измерений, $\sigma^2 = \sum (F_i - S_i)^2 / N$.

Анализ графиков (рис. 4 и 5) позволяет сделать вывод, что для получения в любой момент времени величины изменения сигнала, вызванной орбитальным движением КА, можно это изменение рассчитать от времени прохождения восходящего узла орбиты, т.е. отсчитывать от восходящего узла фазу φ . Поэтому везде подразумевается, что t_i — это $(t_i - t_0)$, где t_0 — время прохождения восходящего узла орбиты.

Полученное описанным способом решение представлено на рис. 5 в виде кривой светло-зеленого цвета. Расчётные величины равны: $A = 0.3489$, $\varphi = -0.6178$, $h = -72.8866$, СКО = 0.1857, период равен 23.98 ч.

Для учёта указанного изменения сигнала необходимо в формуле (1) вместо ΔP использовать величину $\Delta P - A \cos(\omega t + \varphi)$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ

Результаты расчёта ориентации спутника предлагаемым способом приведены на рис. 6, 7 и 8 маркерами тёмно-серого цвета. Маркеры зелёного, красного и синего цвета отображают углы ориентации, измеренные бортовыми датчиками.

Как правило, среднее значение углов отличается от указанных на величину, не превышающую 0.1° . Большие отличия могут быть при возникновении помехи на пути сигнала, например, из-за сильного дождя. Если на пути сигнала к спутнику действуют помехи, с помощью разработанных фильтров такой сигнал отбраковывается и в расчётах углов не участвует. Несколько сложнее задача при возникновении помехи на пути сигналов от КА к приёмной станции.

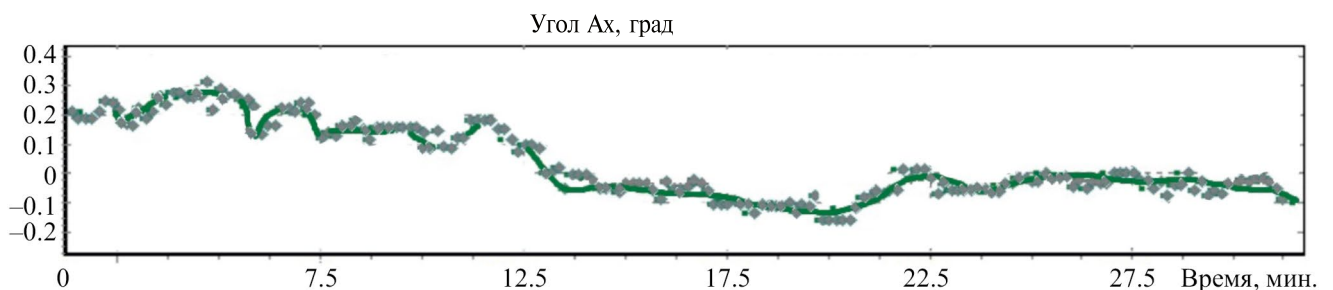


Рис. 6.

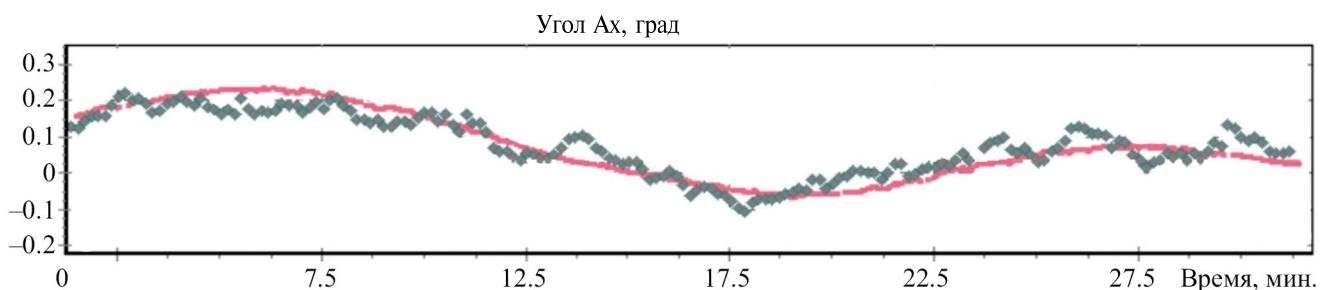


Рис. 7.

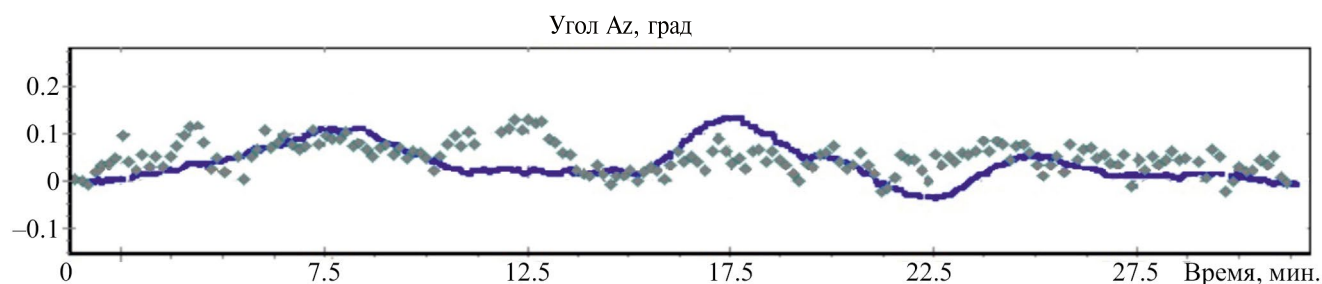


Рис. 8.

В этом случае изменение всех сигналов имеет один знак и близкие амплитуды, что позволяет построить фильтр и вовремя прекратить управление ориентацией по углам.

На этот же момент времени определяются значения мощности каждого сигнала, используемого для оценки ориентации. После начальной выставки внешняя информация об ориентации спутника больше не используется. Расчет ориентации осуществляется в ЦУП на АРМ «Прогноз» с последующей выдачей на КА.

Для начала использования метода (в целях коррекции) необходимы достоверные измерения углов ориентации, полученные от каких-либо датчиков ориентации, например, звездных. По этим углам выполняется начальная выставка режима.

Описанное решение задачи управления ориентацией спутников было реализовано как в полупавтоматическом режиме, когда расчет и выдача на борт управляющих сигналов выполнялась с АРМ оператора ЦУП, так и в автоматическом режиме, когда на борт передавались рассчитанные значения параметров углового движения спутника, по которым БЦВМ рассчитывала необходимые управляющие воздействия для управления угловым движением КА. В процессе эксплуатации КА описанный способ управления применялся только на пассивных участках полета. Во время работы двигателей коррекции используются штатные датчики ориентации. Обусловлено это, прежде всего, относительно большими интервалами времени между измерениями уровня сигналов (10 с) в предложенном методе управления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование режима «Прогноз» позволило обеспечить длительные сроки эксплуатации космических аппаратов «Ямал-201» и «Ямал-202».

Для КА «Ямал-201» этот режим использовался с 2011 г. и до завершения его эксплуатации в 2014 г., а для КА «Ямал-202» продолжает использоваться по настоящее время. До перевода КА «Ямал-202» в новую орбитальную позицию (163° в.д. в 2019 г.) управление ориентацией спутника большую часть времени выполнялось в режиме «Прогноз» с коррекцией по сигналам БРК, за исключением интервалов коррекции орбиты и неблагоприятных погодных условий на линии спутник — ЦЗССС. В новой орбитальной позиции имеется гораздо меньшее количество ЗССС пользователей для реализации режима. Кроме того, учитывая малое количество ксенона на борту спутника, выполняется только коррекция орбиты по долготе (как следствие, по состоянию на октябрь 2023 г. наклонение орбиты составляет 3.82°). Поэтому, в случае сбоев в работе звездных датчиков, КА переводится в режим «Прогноз» либо по команде оператора, либо автоматически — бортовым комплексом с использованием для начальной выставки и последующей коррекции ориентации измерений от других доступных бортовых датчиков ориентации.

Благодаря совместным разработкам РКК «Энергия» и АО «Газпром космические системы» КА «Ямал-202» продолжает успешно, в полном объеме, выполнять задачи обеспечения космической связью потребителей в России и за рубежом более двадцати лет, что можно расценивать как высокий результат не только для отечественной, но и мировой космонавтики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тестоедов Н.А., Кузовников А.В. Перспективы и приоритеты развития информационных спутниковых систем // Исследования Наукограда. 2017. Т. 1. № 1(19). С. 7–10.
2. Чепурнов П.А., Петриченко А.В., Яковлев Р.С. и др. Анализ развития систем спутниковой связи ведущих зарубежных стран с космическими аппаратами.

- ратами на геостационарной орбите на период до 2025 года // Информация и космос. 2020. № 3. С. 34–41.
3. Пантелеймонов И.Н. Пути повышения эффективности системы управления полетом космического аппарата // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы. 2019. Т. 6. № 2. С. 80–89.
 4. Гурлев И.В., Бородин В.А., Цыганов В.В. Управление развитием информационно-телекоммуникационной инфраструктуры Сибири, дальнего Востока и Арктики // ИТНОУ: Информационные технологии в науке, образовании и управлении. 2019. № 2. С. 15–19.
 5. Севастьянов Н.Н. Спутники связи «Ямал» // Аэрокосмический курьер. 2000. № 1.
 6. Севастьянов Н.Н. Система спутниковой связи «Ямал»: состояние и перспективы развития // Аэрокосмический курьер. 2002. № 3.
 7. Беляев М.Ю., Банит Ю.Р., Завалишин Д.А. и др. Эксперимент «Тензор» по определению динамических характеристик МКС // Тр. 38-х Чтений К.Э. Циолковского. Секция «Проблемы ракетной и космической техники». Казань: КГУ, 2004. С. 27–42.
 8. Банит Ю.Р., Беляев М.Ю., Добринская Т.А. и др. Определение тензора инерции Международной космической станции по телеметрической информации // Косм. исслед. 2005. Т. 43. № 2. С. 135–146.
 9. Sevastianov N.N., Branets V.N., Belyaev M.Yu. et al. Analysis of possibilities of the Jamal-200 control using motion mathematical model // Proc. 14th Saint Petersburg International Conference of Integrated Navigation Systems. Saint Petersburg, Russia. 2007. p. 196–203.
 10. Патент № 2761363 Российская Федерация. Способ управления ориентацией космического аппарата, снабженного бортовым ретрансляционным комплексом / Ю.Р. Банит; заявка № 2021106683; приоритет изобретения 15.03.2021; дата государственной регистрации 07.12.2021; срок действия исключительного права на изобретение истекает 15.03.2041.
 11. Севастьянов Н.Н., Бранец В.Н., Банит Ю.Р. и др. Определение тензора инерции геостационарных спутников «Ямал» по телеметрической информации: Препринт – 17. М.: Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 2006. 26 с.
 12. Севастьянов Н.Н., Таюрский Г.И., Банит Ю.Р. и др. Управление ориентацией космических аппаратов «Ямал-200» по прогнозу изменения кинетического момента // Тр. 46-х Чтений К.Э. Циолковского. Секция «Проблемы ракетной и космической техники». Калуга, Россия. Казань: Центр Оперативной Печати, 2012. С. 79–89.